



2011 Optique   
Marseille

COLOQ - HORIZONS - JNCO - JNOG

Marseille,

4-7 juillet 2011

Recueil des communications

COLOQ

## TABLE DES MATIERES

### Sessions orales

## Lundi 4 juillet 2011

### 13:30 - Plénière 1

#### Grand Amphi

14:00	<b>L'utilisation de la lumière lente dans les capteurs à fibres</b> <i>M. Digonnet</i> Stanford University .....	1
15:00	<b>Microscopie tomographique diffractive : vers une imagerie quantitative tridimensionnelle haute résolution</b> <i>G. Maire</i> Institut Fresnel .....	4
15:30	<b>Lasers à fibres cristallines pompés par diodes</b> <i>F. Balembois, I. Martial, D. Sangla, X. Délen, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon, P. Georges, K. Lebbou, A. Brenier, O. Tillement, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin et J.-M. Fourmigué</i> Laboratoire Charles Fabry .....	5

### 16:30 - COLOQ\_1 : Ions froids en piège radiofréquence

#### Amphi Massiani

16:30	<b>Trapped ions for simulating quantum physics</b> <i>C. Roos</i> Institute for Quantum Optics .....	8
17:15	<b>Auto-organisation d'ions froids en piège de différentes symétries : de la chaîne à l'anneau.</b> <i>C. Champenois, M. Marcianti, J. Pedregosa-Gutierrez, A. Calisti, G. Hagel, O. Morizot, M. Houssin et M. Knoop</i> PIIM,CNRS/Universite de Provence .....	9
17:45	<b>Les ions piégés comme système modèle : du qubit topologique à la simulation quantique analogique</b> <i>L. Guidoni, T. Coudreau, R. Dubessy, B. Dubost, S. Guibal, J.-P. Likforman et B. Szymanski</i> Laboratoire MPQ UMR7162 .....	11

## Mardi 5 juillet 2011

### 8:30 - COLOQ\_2 : Sources, laser, ONL

#### Amphi Massiani

8:30	<b>Optique non-linéaire et dynamique non-linéaire dans les paquets d'électrons relativistes</b> <i>S. Bielawski</i> PhLAM/CERLA .....	13
9:00	<b>Le fil photonique, une nouvelle géométrie pour la réalisation de sources de lumière quantique efficaces</b> <i>J. Claudon, J. Bleuse, N. Malik, M. Creasey, M. Munsch, E. Dupuy, N. Gregersen, P. Lalanne et J.-M. Gérard</i> CEA Grenoble .....	15
9:30	<b>Traitement tout optique du signal en cristal photonique</b> <i>S. Combrié, P. Colman, A. De Rossi, C. Husko, C. Wong, I. Sagnes, I. Cestier, V. Echouse et G. Eisenstein</i> Thales Research and Technology .....	17

### 10:30 - Posters

#### Patio

**13:30 - Industrie**  
**Amphi Sciences Naturelles**

**13:30 - Rencontres pédagogiques - Table ronde**  
**Amphi Charve**

**16:00 - Plénière 2 + Lauréat(e)s des prix de la SFO**  
**Grand Amphi**

16:00	<b>Sonder le fonctionnement cellulaire à l'aide de l'imagerie de nanoparticules dopées aux terres rares</b> <i>A. Alexandrou</i> Lab d'Optique et Biosciences . . . . .	19
-------	---	----

## **Mercredi 6 juillet 2011**

**8:30 - COLOQ\_3 : Information et systèmes quantiques 1**  
**Amphi Massiani**

8:30	<b>Polaritons de microcavités: un nouveau type de fluide quantique</b> <i>A. Amo, S. Pigeon, D. Sarvito, V.G. Sala, I. Carusotto, R. Hivet, F. Pisanello, G. Leménager, R. Houdré, E. Giacobino, C. Ciuti et A. Bramati</i> Laboratoire Kastler Brossel-UPMC . . . . .	21
9:00	<b>Intrication de deux atomes par blocage de Rydberg</b> <i>A. Browaeys</i> Institut d'Optique, CNRS . . . . .	23
9:30	<b>Source de Paires de Photons Intriquées à Base de Boîtes Quantiques Unique. Etat Actuel et Defis</b> <i>A. Beveratos</i> LPN-CNRS . . . . .	25

**10:30 - COLOQ\_4 : Biophotonique 1**  
**Amphi Massiani**

10:30	<b>Enhanced and directional fluorescence emission from molecules in a nanoaperture antenna</b> <i>H. Aouani, O. Mahboub, E. Devaux, N. Bonod, E. Popov, H. Rigneault, T. Ebbesen et J. Wenger</i> Institut Fresnel . . . . .	27
11:00	<b>Imagerie et spectroscopie de fluorescence par illumination non radiative : comment briser la limite de diffraction</b> <i>P. Winckler et R. Jaffiol</i> ICD UMR CNRS 6279-STMR, LNIO . . . . .	28
11:30	<b>Nanoparticules de diamant fluorescentes: marqueurs photostables pour l'étude fonctionnelle des épines dendritiques de neurones corticaux de souris en culture</b> <i>M.-P. Adam, A.-M. Lepagnol-Bestel, Y.-K. Tzeng, G. Dantelle, H.-C. Chang, F. Treussart et M. Simonneau</i> LPQM, UMR8537 . . . . .	30

**13:30 - Posters**  
**Patio**

**16:00 - Plénière 3**  
**Grand Amphi**

16:00	<b>Impulsions attosecondes et optique extrêmement non-linéaire</b> <i>Y. Mairesse</i> CELIA . . . . .	32
17:00	<b>Le projet ILE APOLLON 10PW : Avancées sur les cristaux de Titane Saphir et de LBO</b> <i>J.P. Chambaret</i> ILE (Institut de Lumière Extrême . . . . .	35

17:30	<b>Cavity Optomechanics: Back-action cooling of mechanical oscillators</b> <i>T. Kippenberg</i> EPFL .....	36
-------	--	----

## Jeudi 7 juillet 2011

### 8:30 - COLOQ\_5 : Information et systèmes quantiques 2 Amphi Massiani

8:30	<b>Hybrid quantum circuits</b> <i>P. Bertet</i> CEA Saclay .....	37
9:00	<b>Rephasage de cohérences atomiques par passages adiabatiques rapides pour la mémorisation quantique</b> <i>M.F. Pascual-Winter, R.-C. Tongning, M. Bonarota, V. Damon, T. Chanelière, A. Louchet-Chauvet et J.-L. Le Gouët</i> Laboratoire Aimé Cotton .....	38
9:30	<b>Source de paires de photons intriqués en polarisation émis en bande étroite aux longueurs d'ondes des télécommunications</b> <i>F. Kaiser, A. Martin, L. Labonté, V. D'Auria, M. De Micheli, D. Ostrowski, O. Alibert et S. Tanzilli</i> LPMC UMR 6622 .....	40
10:30	<b>Triplets de photons : De l'optique non linéaire à l'optique quantique</b> <i>B. Boulanger, A. Dot, K. Bencheikh, A. Levenson, A. Borne, P. Segonds et C. Félix</i> Institut Néel CNRS/UJF .....	42

### 11:00 - COLOQ\_6 : Biophotonique 2 Amphi Massiani

11:00	<b>Matrice de transmission d'un milieu opaque : mesure et application à l'imagerie.</b> <i>S. Popoff, G. Lerosey, R. Carminati, M. Fink, A. Boccara et S. Gigan</i> Institut Langevin UMR7587 .....	44
11:30	<b>Résultats récents concernant l'imagerie par fibre optique</b> <i>F. Louradour, C. Lefort, J. Desroches, T. Mansuryan, D. Pagnoux, A. Barthélémy, J. Brévier, G. Ducourthial, M. Khalashian, D. Peyrot, N. Sandeau, S. Kruglik et G. Bourg-Heckly</i> XLIM, UMR CNRS 6172 .....	46

### 13:30 - Plénière 4 Grand Amphi

13:30	<b>Taming light and heat at the nanoscale: Applications to biosciences</b> <i>R. Quidant</i> ICFO .....	48
14:00	<b>Plasmonique quantique avec un nanodiamant fluorescent</b> <i>S. Huant</i> Institut Néel .....	49
14:30	<b>Puces à atomes et cavités fibrés : Un laboratoire quantique miniaturisé</b> <i>J. Reichel</i> Lab. Kastler Brossel .....	50
15:00	<b>La Fluorine dopée Ytterbium : un système cristallin atypique pour les lasers à impulsions brèves et les amplificateurs de très forte puissance</b> <i>P. Camy, A. Braud, J.L. Doualan, A. Benayad, V. Ménard, G. Brasse, R. Moncorgé, F. Druon, P. Georges, S. Ricaud, D. Papadopoulos, A. Courjaud, E. Mottay et M. Siebold</i> CIMAP-ENSICAEN .....	51

# Sessions affiches

## COLOQ'12 - Posters

P1	<b>Développement d'un oscillateur paramétrique optique simplement résonant et accordable sur 500 GHz dans le MIR pour la détection de trace par spectroscopie CRDS</b> <i>E. Andrieux, A. Rihan, M. Cadoret et J.-J. Zondy</i> LCM.....	53
P2	<b>Développement de nano-membranes à cristal photonique pour l'optomécanique</b> <i>T. Antoni, R. Braive, A. Kuhn, T. Briant, P.-F. Cohadon, I. Abram, G. Beaudoin, I. Sagnes, I. Robert-Philip et A. Heidmann</i> Laboratoire Kastler Brossel .....	56
P3	<b>Stabilisation de fréquence sur une ligne à retard optique: Sensibilité aux vibrations et bruit de fréquence</b> <i>B. Argence, T. Li, A. Haboucha, H. Jiang, J.-L. Dournaux, D. Koné, P. Lemonde et G. Santarelli</i> LNE-SYRTE Obs. de Paris CNRS .....	58
P4	<b>Condensation et thermalisation d'ondes classiques dans un guide d'ondes optique</b> <i>P. Aschiéri, C. Michel, J. Garnier, J. Fleischer, C. Sun, S. Rica et A. Picozzi</i> Laboratoire ICB.....	60
P5	<b>Transfert de qualité de faisceau par couplage de cavités lasers</b> <i>S. Auroux, V. Kermène, A. Desfarges-Berthelemot et A. Barthélémy</i> Xlim, UMR CNRS 6172.....	62
P6	<b>Vapeur confinée dans une opale de nanobilles de silice : observation d'un retrecissement spectral de type Dicke</b> <i>P. Ballin, I. Maurin, A. Laliotis, E. Moufarej et D. Bloch</i> Labo Physique des Lasers.....	64
P7	<b>Mouvements Photomoléculaires sur des nano-objets en azopolymère : vers de nouvelles applications en photonique</b> <i>R. Barillé, P. Tajalli, J.-M. Nunzi, S. Kucharski et E. Ortyl</i> Moltech Anjou.....	66
P8	<b>Laser à semiconducteur en cavité externe bipolarisé et bifréquence pour les horloges atomiques de type CPT</b> <i>J. Barrientos, F. A. Camargo, S. Janicot, I. Sagnes, A. Garnache, G. Baili, L. Morvan, P. Georges et G. Lucas-Leclin</i> Laboratoire Charles Fabry.....	68
P9	<b>Un interféromètre atomique piégé pour la mesure de forces à faible distance</b> <i>Q. Beaufils, G. Tackmann, X. Wang, B. Pelle, S. Péliisson, P. Wolf et F. Pereira Dos Santos</i> LNE-SYRTE UMR 8630 CNRS.....	70
P10	<b>Mesure de l'anisotropie directionnelle magnéto-électrique dans les gaz</b> <i>H. Bitard et C. Robilliard</i> Université Paul Sabatier .....	72
P11	<b>Méthode de caractérisation des portes quantiques agissant sur des états cohérents</b> <i>R. Blandino, F. Ferreyrol, M. Barbieri, P. Grangier et R. Tualle-Brouri</i> Institut d'Optique .....	74
P12	<b>Nouvelle détermination de la constante de structure fine et test de l'électrodynamique quantique</b> <i>R. Bouchendira, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez et F. Biraben</i> Laboratoire Kastler Brossel .....	76
P13	<b>Pompage et émission de nanoparticules de Silicium en microcavité</b> <i>Y. Candéla, F. Gourbilleau, G. Lin, J.-B. Jager, V. Lefèvre-Seguin et J. Hare</i> CNRS/LKB .....	78
P14	<b>Transfert de stabilité de fréquence avec un laser femtoseconde</b> <i>B. Chanteau, O. Lopez, B. Darquié, W. Zhang, Y. Le Coq, C. Chardonnet et A. Amy-Klein</i> Lab. de Physique des Lasers.....	80
P15	<b>Cryptographie quantique par codage temporel</b> <i>G. Charles, S. Fossier et T. Debuisschert</i> Thales Research and Technology .....	82
P16	<b>Optimisation d'un interféromètre atomique embarquable et nouvelles techniques de mesure accélérométriques</b> <i>R. Charrière, O. Carraz, M. Cadoret, N. Zahzam, Y. Bidet et A. Bresson</i> ONERA.....	84
P17	<b>Ralentisseur Zeeman à aimants permanents et résultats récents avec un Laser à Atomes Guidé</b> <i>P. Cheiney, O. Carraz, D. Bartoszek-Bober, S. Faure, F. Vermersch, C. Fabre, G. Gattobigio, T. Lahaye, D. Guéry-Odelin et R. Mathevet</i> LCAR .....	86
P18	<b>Developpement d' une source laser a 515 nm par doublage de frequence dans des cristaux de niobate de lithium</b> <i>N. Chiodo, F. Du Burck, C. Zumsteg, J.-P. Wallerand et O. Acef</i> LNE-SYRTE/ Observatoire de Paris.....	88
P19	<b>Effects of surface morphology on random lasing in ZnO thin films grown by MOCVD</b> <i>C. Couteau</i> Université de Troyes-UTT .....	90

P20	<b>Renforcer la sécurité du chiffrement en couplant cryptographie quantique et cryptographie classique</b> <i>T. Debuisschert, S. Fossier, R. Tualle-Brouiri, P. Grangier, E. Diamanti, A. Leverrier, R. Alléaume, P. Pache, P. Painchault, P. Jouguet et S. Kunz-Jacques</i> Thales Research and Technology	91
P21	<b>Mise en évidence de l'amplification paramétrique par mélange à quatre ondes dans une fibre à coeur liquide</b> <i>P. Delaye, M.C. Phan Huy et S. Lebrun</i> LCFIO	93
P22	<b>Une source laser puissante pour piéger les atomes de lithium</b> <i>U. Eismann</i> LKB, ENS, CNRS, UPMC	95
P23	<b>Déformation laser d'une interface air-eau</b> <i>O. Emile et J. Emile</i> Laboratoire Physique des Lasers	97
P24	<b>Cinétique de traduction de ribosomes individuels par microscopie de fluorescence</b> <i>N. Fiszman, A. Le Gall, D. Dulin, H. Walbott, D. Fourmy, K. Perronet, S. Yoshizawa et N. Westbrook</i> Institut d'Optique	99
P25	<b>Laser organique accordable dans l'ultraviolet</b> <i>S. Forget, H. Rabbani-Haghighi, N. Diffalah, A. Siove et S. Chenais</i> Lab. de Physique des Lasers	100
P26	<b>Laser à semiconducteur à cavité-externe compacte monofréquence à bas bruit de forte puissance accordable pour applications photoniques</b> <i>A. Garnache</i> Institut d'Electronique du Sud	102
P27	<b>Source de photons intriqués large bande pour distribution multi-utilisateurs</b> <i>J. Ghalbouni, I. Agha, E. Diamanti, R. Frey et I. Zaquine</i> Télécom ParisTech, CNRS/LTCI	105
P28	<b>Mélange à 4 ondes modulé en amplitude dans un laser Nd:YVO4</b> <i>H. Gilles, S. Girard, M. Laroche et E. Lacot</i> Laboratoire CIMAP	107
P29	<b>Optimisation d'une source de photons intriqués impulsionnelle fibrée de faible largeur spectrale pour les communications quantiques du futur</b> <i>S. Guilbaud, J.-L. Smirr, I. Agha, E. Diamanti, R. Frey et I. Zaquine</i> Télécom ParisTech, CNRS/LTCI	109
P30	<b>Synchronisation dans des réseaux optiques non dissipatifs</b> <i>D. Hennequin et P. Verkerk</i> Laboratoire PhLAM	111
P31	<b>Limite de Cramér-Rao quantique pour des états Gaussiens multimodes</b> <i>P. Jian, O. Pinel, J. Fade, D. Braun, N. Treps et C. Fabre</i> Laboratoire Kastler Brossel	113
P32	<b>Métrie de H<sub>2</sub><sup>+</sup> : avancées et projets</b> <i>J.-P. Karr, A. Douillet, V. Tran et L. Hilico</i> LKB - Univ. Evry	115
P33	<b>Cartographie de faisceaux Laguerre-Gauss très focalisés : nature du détecteur et couplage entre spin et moment orbital</b> <i>V. Klimov, D. Bloch, M. Ducloy et J. Rios Leite</i> Labo Physique des Lasers	117
P34	<b>Atteindre le régime quantique d'un objet macroscopique</b> <i>A. Kuhn, J. Teissier, M. Bahriz, T. Antoni, T. Briant, C. Chartier, P.-F. Cohadon, O. Ducloux, R. Flaminio, A. Heidmann, C. Michel, L. Pinard et O. Le Traon</i> Laboratoire Kastler Brossel	119
P35	<b>Effets de température sur l'interaction Casimir-Polder : observation en champ proche et à l'équilibre thermique</b> <i>A. Laliotis, T. Passerat De Silans, I. Maurin, M.-P. Gorza, P. Ballin, M. Ducloy et D. Bloch</i> Labo Physique des Lasers	121
P36	<b>Imagerie par génération de second harmonique résolue en polarisation de tissus biologiques anisotropes.</b> <i>G. Latour, I. Gusachenko et M.-C. Schanne-Klein</i> Lab. d'Optique et Biosciences	123
P37	<b>Réalisation d'un gravimètre atomique absolu miniature</b> <i>J. Lautier, B. Battelier, P. Bouyer et A. Landragin</i> SYRTE Observatoire de paris	125
P38	<b>Convertisseur Raman émettant dans le orange sur le second ordre Stokes du toluène</b> <i>S. Lebrun, C. Buy, P. Delaye, R. Frey et G. Pauliat</i> Laboratoire Charles Fabry	127
P39	<b>Observation d'une nouvelle phase géométrique par interférométrie atomique</b> <i>S. Lepoutre, J. Gillot, G. Tréneq, A. Gauguet, M. Büchner et J. Vigué</i> LCAR UMR 5589- IRSAMC	129

P40	<b>Analyse polarimétrique et orientation de nanoémetteurs</b> <i>C. Lethiec, J. Laverdant, H. Vallon, C. Belacel, H. Frederich, C. Schwob, L. Coolen et A. Maitre</i> INSP.....	131
P41	<b>Transfert à très haute résolution d'une référence de fréquence optique sur le réseau fibré de télécommunication</b> <i>O. Lopez, B. Chanteau, V. Roncin, C. Chardonnet, A. Amy-Klein, A. Haboucha et G. Santarelli</i> Lab. de Physique des Lasers.....	133
P42	<b>Dynamique d'ions refroidis, confinés en piège multipolaire</b> <i>M. Marcianté, C. Champenois, G. Hagel, M. Houssin, O. Morizot, J. Pedregosa-Gutierrez et M. Knoop</i> PIIM,CNRS/Universite de Provence.....	135
P43	<b>Génération et caractérisation de peignes de fréquence quantiques multimodes</b> <i>R. Medeiros De Araújo, O. Pinel, P. Jian, J. Feng, B. Chalopin, C. Fabre et N. Treps</i> Laboratoire Kastler Brossel.....	137
P44	<b>Interférométrie atomique aéroportée : vers un test du principe d'équivalence</b> <i>V. Ménot, R. Geiger, G. Stern, N. Zahzam, A. Bresson, A. Landragin et P. Bouyer</i> Laboratoire Charles Fabry.....	139
P45	<b>Solitons spectraux discrets incohérents</b> <i>C. Michel, B. Kibler et A. Picozzi</i> Laboratoire ICB.....	141
P46	<b>Observation des effets de lumière lente dans le spectre de bruit d'un laser semiconducteur de classe A.</b> <i>B. Miranda, K. El Amili, G. Baili, F. Goldfarb, I. Sagnes, F. Bretenaker et M. Alouini</i> Institut de Physique de Rennes.....	143
P47	<b>Préparation des lasers pour la réalisation d'un étalon de fréquence optique</b> <i>O. Morizot, G. Hagel, D. Guyomarc'H, E. Bizri, C. Champenois, M. Houssin, J. Pedregosa-Gutierrez et M. Knoop</i> PIIM,CNRS/Universite de Provence.....	145
P48	<b>Fonction de transfert généralisée d'un laser fibré à rétroaction distribuée avec saut de phase central</b> <i>N. Nguyen Thi Kim, Y. Boucher et P. Besnard</i> UEB, CNRS Foton UMR 6082, Enssat.....	147
P49	<b>Modélisation d'une cavité non linéaire sous contrôle cohérent</b> <i>J. Oden, S. Trebaol et N. Dubreuil</i> LCFIO, CNRS.....	149
P50	<b>Transmission cohérente de lumière dans un gaz d'atomes froids</b> <i>R. Pierrat, M. Chalony, D. Delande et D. Wilkowski</i> Institut Langevin.....	151
P51	<b>étude analytique d'un laser organique à émission verticale en cavité externe</b> <i>H. Rabbani-Haghighi, S. Forget, A. Siove et S. Chenais</i> Lab. de Physique des Lasers.....	153
P52	<b>Effets transitoires dans des résonateurs à modes de galerie : modèle et applications</b> <i>A. Rasoloniaina, S. Trebaol, Y. Dumeige et P. Féron</i> FOTON, UMR CNRS 6082.....	155
P53	<b>Modèle de Vlasov-Fokker-Planck pour le piège magnéto-optique</b> <i>R. Romain, D. Hennequin et P. Verkerk</i> Laboratoire PhLAM.....	157
P54	<b>Peigne de fréquence optique à la limite quantique pour la métrologie quantique</b> <i>R. Schmeissner, B. Lamine, C. Fabre et N. Treps</i> Laboratoire Kastler Brossel.....	159
P55	<b>Vers une première observation de la non-conservation de la parité dans les molécules chirales, par spectroscopie laser</b> <i>C. Stoeffler, B. Darquié, A. Shelkownikov, C. Daussy, A. Amy-Klein et C. Chardonnet</i> Lab. de Physique des Lasers.....	161
P56	<b>Corrélations optomécaniques et amplication d'un signal par action en retour</b> <i>A. Tavernarakis, P. Verlot, T. Briant, P.-F. Cohadon et A. Heidmann</i> Laboratoire Kastler Brossel.....	163
P57	<b>Nouvelles formes de synchronisations dans un laser bi-fréquence soumis à une rétro-injection décalée en fréquence</b> <i>J. Thévenin, M. Romanelli, M. Vallet, M. Brunel et T. Erneux</i> Institut de Physique de Rennes.....	165
P58	<b>étude de la structuration membranaire de cellules vivantes par Spectroscopie de Corrélation de Fluorescence</b> <i>P. Winckler, A. Cailler, R. Deturche, R. Le Naour, H. Morjani, P. Jeannesson et R. Jaffiol</i> LNIO, UTT.....	167
P59	<b>Laser à cavité verticale externe pour la génération d'impulsions courtes de faible gigue temporelle à 1,55 <math>\mu\text{m}</math></b> <i>Z. Zhao, S. Bouchoule, L. Ferlazzo, E. Galopin, J.-C. Harmand et J.-L. Oudar</i> CNRS - Laboratoire LPN.....	169
P60	<b>Exaltation de l'émission spontanée à 1,53 <math>\mu\text{m}</math> dans un guide réalisé par diffusion de titane dans un substrat de niobate de lithium dopé à l'erbium et pompé optiquement à 980 nm</b> <i>Q. Zou, R. Farha, K. Ghomid et B.-E. Benkelfat</i> Télécom SudParis, UMR CNRS 5157.....	171

P61	<b>Laser Nd : YAG stabilisé sur l'iode en cavité</b> <i>C. Zumsteg, F. Du Burck, N. Chiodo, K. Djerroud, O. Turazza, D. Holleville, M. Lours et O. Acef</i> LNE-SYRTE/ Observatoire de Paris .....	173
-----	--	-----

### Rencontres pédagogiques - Posters

P215	<b>A la lumière du laser : la Bretagne unit ses forces pour fêter le cinquantième du laser</b> <i>T. Chartier, E. Heinrich, S. Fève, P. Besnard, D. Graviou et J.C. Simon</i> Université européenne de Bretagne .....	175
P216	<b>Transmission d'un signal par voie optique</b> <i>N. Chateur et L. Gallais</i> Ecole Centrale Marseille .....	176
P217	<b>Une mallette pédagogique pour l'holographie</b> <i>A. Escarguel</i> ESCUP .....	177
P218	<b>L'optique pour la promotion des sciences dans le scientibus</b> <i>F. Louradour et D. Pagnoux</i> XLIM, UMR CNRS 6172 .....	178
P219	<b>Accompagnement, suivi et insertion professionnelle des étudiants</b> <i>A. Maitre</i> INSP .....	179
P220	<b>Un laser à impulsions ultra-brèves pour l'enseignement</b> <i>F. Margailan et C. Schwob</i> INSP .....	180
P221	<b>L'Abret la clé des sciences présente 'A la lumière des lasers'</b> <i>V. Riche et M. Tréheux</i> ABRET, la clé des sciences .....	181
P222	<b>Expérience de démonstration d'une phase géométrique : la phase de Pancharatnam.</b> <i>J. Riquet, H. Bitard, G. Tréneç, A. Gauguet, M. Büchner, J. Vigué et C. Robilliard</i> LCAR UMR 5589- IRSAMC .....	182



## L'Utilisation de la Lumière Lente dans les Capteurs à Fibres

Michel Dignonnet

*Department of Applied Physics, Stanford University, California*

La phase accumulée par une onde est inversement proportionnelle à la vitesse de groupe de l'onde dans le milieu de propagation. L'utilisation de lumière lente dans une fibre optique devrait donc permettre d'augmenter le déphasage induit par une perturbation externe appliquée à la fibre, et d'améliorer ainsi la sensibilité des capteurs interférométriques. Puisqu'il est possible de réaliser des vitesses de groupe de quelques mètres par seconde (ou des indices de groupes de l'ordre de  $10^5$ ), on peut espérer atteindre des sensibilités plusieurs ordres de grandeurs plus élevées que dans un capteur classique.

La lumière peut être ralentie en général de deux façons, soit en la faisant interagir avec un milieu atomique spécialement préparé (transparence induite électromagnétiquement, diffusion Brillouin stimulée, etc.), soit en la recyclant dans un interféromètre à ondes multiples (Fabry-Pérot, réseau de Bragg, etc.) pour produire de la lumière lente structurée. Pour démontrer expérimentalement les avantages considérables de cette nouvelle approche, nous avons choisi d'étudier leurs effets dans les fibres à réseaux de Bragg. Ces composants sont bien connus, stables en température, peu coûteux, et faciles à modéliser, et ils conduisent à des solutions pratiques.

Une fibre à réseau de Bragg est un cristal photonique unidimensionnel: il possède une bande de fréquences interdites, centrée autour de la fréquence de Bragg, dans laquelle la lumière ne peut se propager. Aux bords de cette bande interdite, comme dans tout cristal photonique, il existe une série de pics où le réseau transmet la lumière (voir Figure 1). Dans ces régions, la lumière a fait plusieurs allers et retours dans le réseau, et elle a donc subi un retard élevé, ce qui se traduit par une vitesse de groupe apparente plus faible. La lumière est plus lente pour les résonances plus proches du pic de Bragg. Bien que connu depuis longtemps,<sup>1</sup> jusqu'à nos études récentes ce principe n'a pas été exploité. La vitesse de groupe publiée la plus élevée, calculée à partir du retard d'un soliton, était de  $\sim 39$ .<sup>2</sup> Nous avons depuis montré que pour obtenir de plus faibles vitesses, il fallait (1) augmenter la modulation de l'indice  $\Delta n$  du réseau, (2) augmenter la longueur  $L$  du réseau jusqu'à une valeur optimale imposée par les pertes, et (3) apodiser le profil du réseau.<sup>3</sup> Pour un réseau uniforme sans perte, l'indice de groupe est proportionnel à  $\sim \Delta n^{2.8} L^{2.9}$ ; le ralentissement s'accroît donc très rapidement en augmentant  $\Delta n$  ou  $L$ . En présence de pertes, pour une apodisation gaussienne, un  $\Delta n$  de  $10^{-2}$  (que l'on peut obtenir dans une fibre dopée à l'hydrogène), des pertes de  $2 \text{ m}^{-1}$ , et une longueur optimisée de 1,7 cm, il est possible de ralentir la lumière d'un facteur d'environ 744.<sup>3</sup>

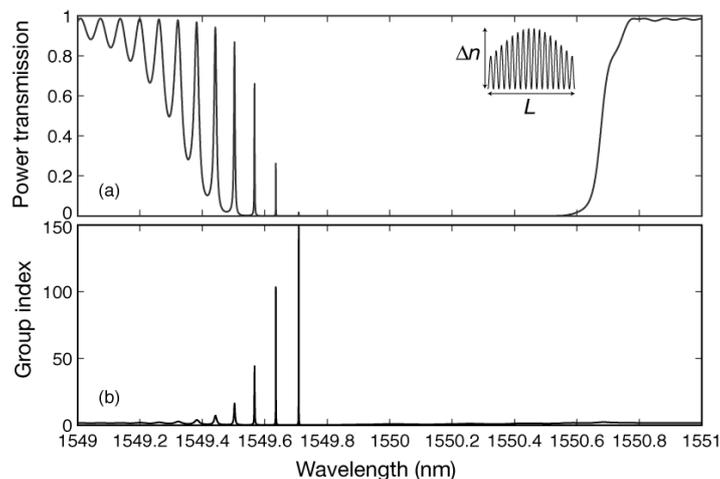


Figure 1. Spectre calculé d'un réseau de Bragg apodisé (a) transmission; (b) indice de groupe.

En plus d'une sensibilité considérable, cette technique offre un autre avantage important. En présence d'une perturbation externe, un réseau utilisé en lumière lente produit une modulation de phase sur un signal *transmis*, et non réfléchi comme dans les capteurs classiques en réflexion. Il est donc possible de détecter cette modulation de phase en plaçant le réseau par exemple dans un interféromètre de Mach-Zehnder équilibré (Figure 2). Quand la fibre à réseau de Bragg est utilisée en réflexion, la perturbation induit un changement de la longueur d'onde de Bragg, qui est mesurée en envoyant le signal réfléchi par le réseau dans un Mach-Zehnder déséquilibré. La sensibilité étant proportionnelle à la différence de longueur optique  $\Delta$  des deux bras de l'interféromètre, pour obtenir une meilleure sensibilité il faut augmenter  $\Delta$ , ce qui rend le Mach-Zehnder très sensible à la température (ainsi que volumineux), et ce qui converti le bruit de phase de la source en bruit d'amplitude. Avec la lumière lente, le Mach-Zehnder peut être équilibré ( $\Delta = 0$ ) et très court, ce qui élimine la dépendance en température et l'effet du bruit de phase. De plus, le réseau est interrogé avec un laser plutôt qu'avec une source à large bande ; il n'y a donc pas d'excès de bruit.

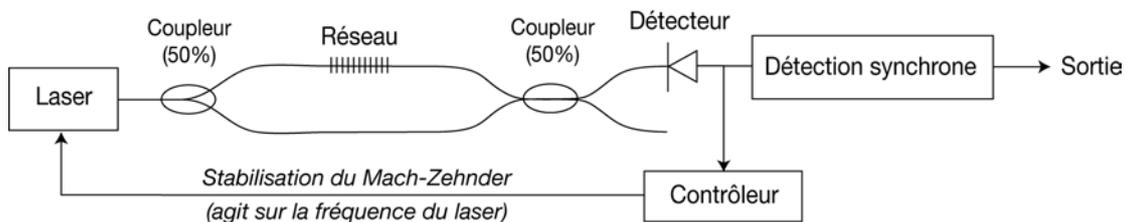


Figure 2. Diagramme conceptuel d'un capteur à lumière lente.

Nous avons démontré cette méthode en testant plusieurs fibres à réseaux de Bragg . Dans une fibre à réseau de Bragg avec une apodisation presque gaussienne, un  $\Delta n$  d'environ  $3 \times 10^{-3}$ , une longueur de 2 cm, et des pertes de  $0,1 \text{ m}^{-1}$ , nous avons mesuré un indice de groupe  $n_g = 290$ , soit une vitesse de groupe de seulement 1030 m/s, de loin le record pour une fibre à réseau de Bragg. Avec un réseau différent ( $n_g \approx 133$ ) utilisé dans la configuration de la Figure 2, nous avons détecté une contrainte minimum à 25 kHz de  $8,8 \cdot 10^{-13}$ , soit  $\sim 700$  fois plus faible que le record pour un capteur à réseau passif sans lumière lente.<sup>4</sup> Il est clair que la phase du signal de sortie de ce nouveau type de capteur est également plus sensible aux variations de température. Cependant, le seul effet de cette variation de phase est de modifier le biais du Mach-Zehnder, modification qui est corrigée par le circuit de stabilisation. La longueur d'onde de la lumière lente varie également en température, d'environ  $12 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ . Ce pic de lumière lente est toutefois suffisamment large ( $\sim 0,6 \text{ pm}$  pour le capteur avec un  $n_g$  de  $\sim 133$ ) pour que ce capteur puisse être utilisé dans le laboratoire sans avoir à prendre de précautions particulières pour stabiliser sa température.

Ce principe peut être appliqué à la mesure de nombreux paramètres physiques, tels que température, déplacement, rotation relative, ainsi que tout paramètre qui peut être converti en modulation de phase par un transducteur approprié, tel qu'un champ magnétique ou électrique. Toutefois, il y a un paramètre qui échappe à cette règle—la rotation absolue. La raison est que la différence de phase de Sagnac est indépendante de l'indice de réfraction du milieu de propagation.<sup>5</sup> Elle est aussi indépendante de l'indice de groupe. Il n'est donc pas possible d'améliorer la sensibilité d'un tel gyroscope avec de la lumière lente. La preuve peut-être la plus élégante se retrouve dans le gyroscope résonnant, qui utilise une cavité en anneau. Une rotation induit un changement des fréquences de résonances, qui se manifeste par un changement de l'intensité transmise par l'anneau à une fréquence proche d'une résonance. Un tel gyroscope, qui utilise de la lumière lente puisqu'il opère près d'une résonance, a pratiquement la même sensibilité qu'un gyroscope interférométrique, qui utilise une boucle de Sagnac, et donc pas de lumière lente. Plus précisément, après optimisation de la longueur de fibre de chacun des deux gyroscopes, le gyroscope résonnant est seulement 2.09 fois plus sensible.<sup>6</sup> Son avantage principal est bien sûr qu'il nécessite une longueur de fibre bien moindre, puisque la lumière circule plusieurs fois dans l'anneau. La raison fondamentale

pour laquelle les deux gyroscopes ont pratiquement la même sensibilité est que la sensibilité des deux capteurs est limitée par les pertes dans la fibre de la même façon.

Plusieurs auteurs ont malgré tout proposé d'augmenter la sensibilité du gyroscope résonnant en ralentissant encore plus la lumière.<sup>7-9</sup> L'argument est que la phase de Sagnac est proportionnelle au temps de parcours de la lumière dans la fibre. Donc en couplant de nombreux anneaux résonnants entre eux, par exemple comme dans les configurations de la Figure 3, on introduit un ralentissement de la lumière plus important que dans un anneau simple, et on augmente la sensibilité. Ces publications ont démontré une amélioration marquée, parfois de plusieurs ordres de grandeur, de la sensibilité. Cet argument est faux.<sup>6</sup> Après optimisation, le temps de parcours de la lumière n'est pas plus long dans une structure à anneaux couplés. Lorsque la comparaison est faite correctement, en particulier lorsque l'on optimise les deux gyroscopes et que l'on tient compte des pertes, un gyroscope à résonateurs couplés n'est jamais plus sensible que le gyroscope résonnant.<sup>6</sup>

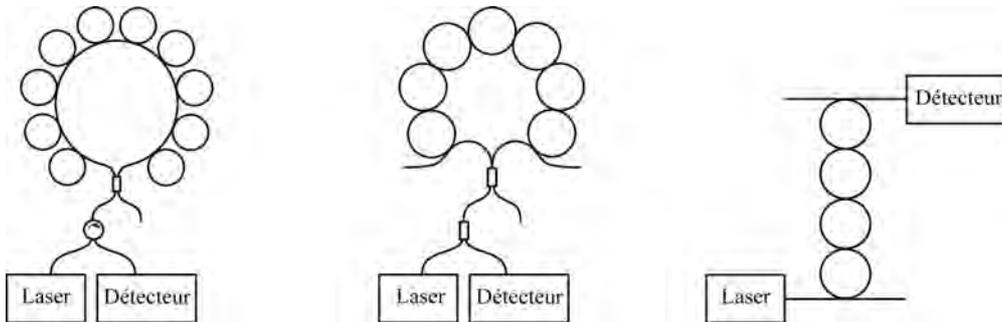


Figure 3. Configurations à lumière lente proposées comme gyroscope.<sup>7-9</sup>

Pour certains paramètres, tel que l'absorption, les deux sortes de lumière lente ont apparemment des impacts différents. Luc Thévenaz a démontré en utilisant la diffusion Brillouin stimulée dans une fibre que la lumière lente n'affecte pas l'atténuation de la lumière due à l'absorption.<sup>10</sup> Cet effet est prévu par le modèle classique d'un absorbeur comme un oscillateur harmonique: la vitesse de groupe n'intervient pas. Cependant, il est clair que lorsqu'un absorbeur est introduit dans un interféromètre à ondes multiples, les multiples passages de la lumière à travers l'absorbeur vont augmenter l'atténuation de la lumière de façon notable.

1. T. Erdogan, "Fiber grating spectra," *J. of Lightwave Techno.* Vol. 15, 1277-1294 (1997).
2. J. T. Mok, C. M. de Sterke, and B. J. Eggleton, "Delay-tunable gap-soliton-based slow-light system," *Opt. Express* Vol. 14, 11987-11996 (2006).
3. H. Wen, M. Terrel, S. Fan, and M. J. F. Digonnet, "Sensing with slow light in fiber Bragg gratings," accepté dans *IEEE Sensors* (2011).
4. A. D. Kersey, T. A. Berkoff, and W. W. Morey, "High resolution fibre-grating based strain sensor with interferometric wavelength-shift detection," *Electron. Lett.* Vol. 28, 136-138 (1992).
5. H. J. Arditty, and H. C. Lefèvre, "Sagnac Effect in Fiber Gyroscopes," *Opt. Lett.* Vol. 6, 401-403 (1981).
6. M. Terrel, M. J. F. Digonnet, and S. Fan, "Performance comparison of slow-light coupled-resonator optical gyroscopes," *Laser & Photonics Reviews* Vol. 3, No. 5, 452-465 (2009).
7. L. Yan, Z. Xiao, X. Guo, and A. Huang, "Circle-coupled resonator waveguide with enhanced Sagnac phase-sensitivity for rotation sensing," *Appl. Phys. Lett.* Vol. 95, 141104 (2009).
8. J. Scheuer, and A. Yariv, *Phys. Rev. Lett.* Vol. 96, "Sagnac effect in coupled-resonator slow-light waveguide structures," 053901 (2006).
9. B. Z. Steinberg, J. Scheuer, and A. Boag, "Rotation-induced superstructure in slow-light waveguides with mode-degeneracy: optical gyroscopes with exponential sensitivity," *J. Opt. Soc. Am. B* Vol. 24, 1216-1224 (2007).
10. L. Thévenaz, S. hin, I. Dicaire, J.-C. Beugnot, S. Foalet Mafang, and M. Gonzalez Herraes, "Experimental verification of the effect of slow light on molecular absorption," *20th Int. Conf. on Optical Fibre Sensors, Proc. of SPIE* Vol. 7503, 75034W-4 (2009).

**MICROSCOPIE TOMOGRAPHIQUE DIFFRACTIVE :  
VERS UNE IMAGERIE QUANTITATIVE TRIDIMENSIONNELLE HAUTE  
RESOLUTION**

**Guillaume Maire**

*Institut Fresnel, Avenue Escadrille Normandie Niemen, 13397 Marseille*  
guillaume.maire@fresnel.fr

La microscopie tomographique diffractive est une technique d'imagerie récente qui permet d'accroître la résolution par rapport à la microscopie plein champ classique, et de reconstruire de manière quantitative la carte de permittivité tridimensionnelle de l'objet sondé. Elle consiste à illuminer l'objet par un faisceau cohérent collimaté sous différentes incidences successives, et à mesurer pour chacune d'elle le champ diffracté en phase et en amplitude. La carte de permittivité est alors reconstruite en appliquant une procédure d'inversion numérique à ces données [1]. Habituellement, ces procédures sont basées sur des approximations linéaires du calcul du champ diffracté, qui limitent l'application de cette technique aux objets faiblement contrastés.

Nous avons développé une méthode d'inversion itérative effectuant une modélisation rigoureuse de l'interaction onde-matière, applicable dans le cas général. Mise en œuvre expérimentalement dans un premier temps sur des échantillons bidimensionnels fortement contrastés, cette approche a permis de montrer que la résolution pouvait être améliorée au-delà des limites théoriques imposées par les approximations linéaires usuelles, pour atteindre en champ lointain des performances similaires aux techniques de champ proche [2]. Elle a à présent été adaptée pour traiter le cas d'objets tridimensionnels, dont de premières reconstructions seront présentées.

**REFERENCES**

- [1] G. Maire et al., "Experimental demonstration of quantitative imaging beyond Abbe's limit with optical diffraction tomography", *Physical Review Letters* 102, 213905, 2009.
- [2] J. Girard et al., "Nanometric resolution using far-field optical tomographic microscopy in the multiple scattering regime", *Physical Review A* 82, 061801(R), 2010.

## LASERS A FIBRES CRISTALLINES POMPES PAR DIODES

**F.Balembois<sup>1</sup>, I.Martial<sup>1,2</sup>, D.Sangla<sup>1,3</sup>, X.Délen<sup>1</sup>, Y.Zaouter<sup>4</sup>, E.Mottay<sup>4</sup>, F.Druon<sup>1</sup>,  
P.Georges<sup>1</sup>, K.Lebbou<sup>3</sup>, A.Brenier<sup>3</sup>, O.Tillement<sup>3</sup>, N.Aubry<sup>2</sup>, J.Didierjean<sup>2</sup>, D.Perrodin<sup>2</sup>,  
J.-M.Fourmigué<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Sud, RD 128 Campus Polytechnique, 91127 Palaiseau Cedex, France

<sup>2</sup>Fibercryst SAS, La Doua-Bâtiment l'Atrium, Blvd Latarjet, F- 69616 Villeurbanne Cedex, France

<sup>3</sup>Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux Luminescents, CNRS, UMR5620, Univ. de Lyon, 69622 Villeurbanne Cedex, France

<sup>4</sup>Amplitude Systemes, 6 allée du Doyen Georges Brus, 33600, Pessac, France

contact : francois.balembois@institutoptique.fr

### RÉSUMÉ

L'objectif de cet article est de faire le point sur les performances réalisées par les lasers à fibres cristallines. Le milieu utilisé est le YAG dopé par le néodyme, l'ytterbium ou l'erbium, selon les cas. Les résultats démontrent des coefficients d'amplification importants (supérieurs à 30), ainsi que de fortes puissances crêtes (>MW) et de fortes puissances moyennes (quelques dizaines de watts) tant en oscillateurs qu'en amplificateurs impulsions.

**MOTS-CLEFS :** *Pompage par diode, lasers à fibre cristalline, lasers déclenchés, amplificateurs laser, Nd :YAG, Yb :YAG, Er :YAG*

### 1. CONCEPT

En analysant les performances des lasers actuels, il est frappant de constater la place qu'ont pris les lasers à fibres par rapport aux lasers à cristaux massifs. Pourtant, les verres des fibres optiques sont de mauvais conducteurs thermiques et leurs propriétés spectroscopiques sont beaucoup moins bonnes que celles des cristaux. Ces handicaps sont surmontés par l'architecture : double gaine pour optimiser le couplage entre le faisceau de pompe et le signal, grande longueur pour réduire les effets thermiques et faible diamètre pour assurer un coefficient d'amplification important. Il subsiste cependant un défaut qui est la limite en puissance crête imposée par les effets non linéaires induits par un signal fortement confiné. De leur côté, les cristaux ont souvent des réponses non linéaires plus importantes que le verre et pourtant, ils supportent bien mieux les impulsions. La réponse est à nouveau dans l'architecture : en général, les tailles des faisceaux sont beaucoup plus grandes sans que l'efficacité n'en soit affectée. Ceci est possible car les sections efficaces (absorption et émission) sont d'un ordre de grandeur plus élevé que dans les fibres optiques pour un ion laser donné. Le couplage entre la pompe et le signal est cependant beaucoup plus problématique dans les cristaux que dans les fibres optiques. Dans le cas d'une architecture simple (pompage longitudinal avec une libre propagation des faisceaux), la solution pour assurer un bon recouvrement est de choisir la longueur du cristal de l'ordre de la longueur de Rayleigh du faisceau de pompe (ce qui est en général beaucoup plus court que la longueur de Rayleigh du signal, vu la mauvaise qualité du faisceau émis par le diode de pompe). Il est donc nécessaire d'avoir des cristaux fortement absorbants, fortement dopés et donc sujets à des effets thermiques très importants. Des configurations assez complexes ont été mises au point pour limiter les effets thermiques : disques minces ou « slabs ». Mais en général, le dopage des cristaux est assez élevé pour optimiser le confinement de la pompe dans un volume donné. Un dopage élevé est souvent problématique car de nombreux effets parasites peuvent apparaître lorsque la densité d'inversion de population est trop importante. En plus de réduire l'efficacité du laser, ces effets contribuent à augmenter l'échauffement local du cristal qui peut, à son tour, réduire les performances spectroscopiques de l'ion dopant.

Ainsi, pour tirer parti du potentiel des cristaux, il faut diminuer le dopage, maîtriser l'augmentation de température induite par la pompe et assurer un bon couplage entre la pompe et le signal. Les fibres cristallines représentent une opportunité pour aller dans cette direction : ce sont des milieux cristallins longs et fins avec un dopage en ions plus faible que les cristaux massifs traditionnels. Le couplage entre la pompe et le signal est amélioré par un confinement de la pompe via des réflexions totales internes sur le cylindre que constitue la fibre. La fibre a un diamètre suffisamment grand (1 mm, typiquement) pour permettre un passage du signal en propagation libre. Un exemple du concept est donné sur la figure 1. Le faisceau de pompe, issu d'une diode fibrée (100µm, ON 0,2), est focalisé dans la fibre cristalline. Dans l'exemple choisi, les rayons de pompe subissent en moyenne une réflexion et un effet de ce confinement est clairement visible à la fin de la fibre. Le dopage en ions  $Nd^{3+}$  est de 0,2% : entre 2 et 5 fois plus faible que les dopages habituellement utilisés. Compte tenu de la longueur de la fibre, il est suffisant pour assurer une absorption de la pompe supérieure à 90% en un seul passage. Les simulations que nous avons effectuées montre un couplage de l'ordre de 70% entre le signal et la pompe. L'augmentation de température induite par le pompage est maîtrisée par deux paramètres : le faible dopage en ion actif du milieu et la proximité du radiateur en cuivre offerte par les modules TARANIS (FiberCryst) intégrant des fibres cristallines [1].

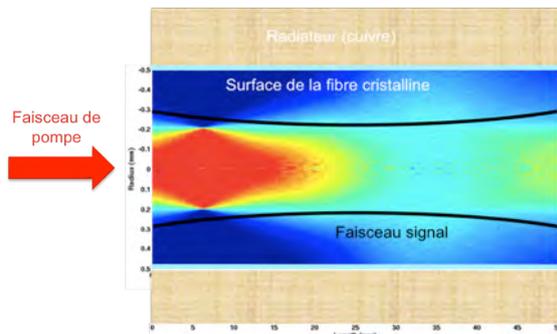


Fig. 1 : Allure de la propagation du faisceau de pompe dans une fibre cristalline de Nd :YAG.

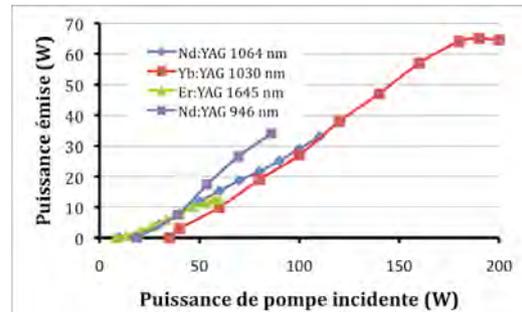


Fig. 2 : Courbe d'efficacité des lasers à fibres cristallines présentés dans la partie 2.

Les fibres cristallines peuvent être élaborées par différentes méthodes : extraction de barreaux de boules « Czochralski » (pour des diamètres supérieurs à 1 mm), croissance directe par « laser heated pedestal growth » ou « micro-pulling down » (pour des diamètres inférieurs à 1 mm) [2]. L'objectif de ce papier est de faire le point sur les avancées réalisées par les lasers à fibres cristallines ces dernières années avec la matrice YAG dopée par des ions néodyme, ytterbium ou erbium.

## 2. PERFORMANCES EN OSCILLATEURS

Les oscillateurs que nous avons développés sont composés de deux miroirs concaves (rayons de courbure 50 mm ou 100 mm) dont un miroir est utilisé pour la sortie. Le pompage est assuré par des diodes laser fibrées émettant entre 60 W et 200 W selon les configurations. Le pompage est réalisé à 808 nm pour le Nd:YAG [2,3], à 940 nm pour l'Yb:YAG [4] et à 1532 nm pour l'Er:YAG [5]. Le diamètre des fibres cristallines testées varie entre 800 µm et 1,5 mm selon les cas pour une longueur typique de 50 mm. En régime continu, nos résultats récents montrent des pentes d'efficacité entre 40 % et 50 % selon les cas, avec des puissances de sorties toutes supérieures à la dizaine de watts (Fig.2). La plupart des résultats présentés sont des records pour les fibres cristallines de ces dimensions.

Le régime déclenché est assuré par l'insertion d'un modulateur acousto-optique dans la cavité. Un récapitulatif des performances est donné sur le tableau 1. La brièveté des impulsions (une dizaine de nanosecondes) est assurée par une cavité relativement courte (20 cm environ) et également par un gain important dans le milieu laser. Les puissances crêtes atteignent plusieurs

centaines de kW pour des puissances moyennes non négligeables, de plusieurs watts, et des énergies toujours supérieures au millijoule.

Tab. 1 : comparaison des performances des laser à fibre cristalline en régime déclenché d'après [2, 4, 5].

Matériau	Energie	Durée	Puissance crête	Puissance moyenne
Nd :YAG (1064 nm)	4,4 mJ	12 ns	364 kW	4,4 W (à 1 kHz)
Yb :YAG (1030 nm)	1,8 mJ	13 ns	138 kW	9 W (à 5 kHz)
Er :YAG (1645 nm)	2 mJ	38 ns	53 kW	2 W (à 1 kHz)

### 3. PERFORMANCES EN AMPLIFICATEURS D'IMPULSIONS

Les fibres cristallines Nd :YAG et Yb :YAG ont également été testées comme amplificateurs d'impulsion. Comme le gain est important, il est possible de réaliser des amplificateurs efficaces en un ou deux passages seulement du signal dans le milieu. Les injecteurs sont des microlasers déclenchés passivement dans le cas du Nd :YAG (émission à 1064nm) et un laser à fibre femtoseconde (Amplitude Systemes) dans le cas de l'Yb:YAG (émission centrée sur 1030 nm). Les performances sont données dans le tableau 2. La puissance crête maximale démontrée est de 6 MW, supérieure à ce que peuvent supporter les fibres optiques actuelles.

Tab. 2 : comparaison des performances des amplificateurs laser à fibre cristalline. Les chiffres sous le nom des matériaux sont les paramètres d'entrée du signal, d'après [6, 7].

Matériau	Gain	Durée	Puissance crête	Puissance moyenne
Nd :YAG 100 kHz, 350 mW, 3.5 µJ	36	1 ns	126 kW	12,5 W
Nd :YAG 42 kHz, 5 W, 120 µJ	4	1 ns	488 kW	20,5 W
Nd :YAG 1 kHz, 80 mW, 80 µJ	34	450 ps	6 MW	2,7 W
Yb :YAG 30 MHz, 400 mW, 220 fs	30	700 fs 350fs compress	570 kW (1,44 MW)	12 W

### CONCLUSION

Les résultats présentés dans ce papier prouvent que les fibres cristallines sont capables de donner de forts gains et de fortes puissances moyennes, comme dans les fibres, tout en produisant des impulsions de fortes puissances crêtes, comme dans les cristaux. Le potentiel de montée en puissance est important car le faible dopage et l'efficacité de l'extraction de la chaleur laissent prévoir des puissances de pompe supérieures à 500 W par face sans risque de fracture.

### RÉFÉRENCES

- [1] <http://www.fiberocryst.com>
- [2] J.Didierjean et al. „High-power laser with Nd:YAG single-crystal fiber grown by the micro-pulling-down technique“, Optics Letters 31, 3468-3470 (2006)
- [3] X.Délen et al. „34 W continuous wave Nd:YAG single crystal fiber laser emitting at 946 nm“, accepted in Applied Physics B
- [4] D. Sangla et al. „High power laser operation with crystal fibers“, Applied Physic B Special Issue on High Power Lasers, 97, 263-273 (2009)
- [5] I. Martial et al. „High-power diode-pumped Q-switched Er<sup>3+</sup>:YAG single-crystal fiber laser“, LASE-Photonics West, San Fransisco (USA) 22-27 January 2011, proceeding SPIE publication en cours
- [6] I.Martial et al. „Nd:YAG single-crystal fiber as high peak power amplifier of pulses below one nanosecond“ soumis à Optics Express
- [7] Y.Zaouter et al. „Direct amplification of ultrashort pulses in µ-pulling-down Yb:YAG single crystal fibers“, Optics Letters, Vol 36, N°5, 748-750 (2011)

Remerciements : nous remercions Teem Photonics pour le prêt de microlasers déclenchés à 1064 nm ainsi que la DGA et l'ANR pour leur soutien financier.

## TRAPPED IONS FOR SIMULATING QUANTUM PHYSICS

**Christian Roos**

*Institut fuer Quantenoptik und Quanteninformation Oesterreichische Akademie der  
Wissenschaften, Otto-Hittmair-Platz 1, A-6020 Innsbruck, Austria*

christian.roos@uibk.ac.at

Coupling internal and vibrational states of a string of trapped ions has proven to be an effective way of entangling the ions' internal states. In recent experiments, we have used this mechanism for the demonstration of high-fidelity quantum gates and creation of large entangled states.

However, these interactions are also of interest for the purpose of quantum simulations where the motional state no longer acts as an auxiliary quantum system only. In this talk, I will focus on an experiment where a laser-cooled trapped ion is set to behave as a free relativistic quantum particle. This experiment demonstrates that a system acting as a quantum simulator may have completely different physical properties than the quantum system to be simulated. In addition, I will also discuss quantum gate based approaches to quantum simulations where effective spin-spin interactions are engineered between a small number of ions.

## AUTO-ORGANISATION D'IONS FROIDS EN PIÈGE DE DIFFÉRENTES SYMÉTRIES : DE LA CHAÎNE À L'ANNEAU

**Caroline Champenois, Mathieu Marciante, Jofre Pedregosa-Gutierrez, Annette Calisti, Gaétan Hagel, Olivier Morizot, Marie Houssin, Martina Knoop**

*Physique des Interactions Ioniques et Moléculaires, UMR CNRS 6633, Université d'Aix-Marseille,  
F-13397 Marseille cedex 20, France*

caroline.champenois@univ-provence.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons plusieurs applications d'ions refroidis par laser et piégés dans des multipôles linéaires. Les premiers résultats d'une expérience construite récemment pour leur étude seront discutés.

**MOTS-CLEFS :** *ions piégés, refroidissement laser, cristaux coulombiens, plasma non neutre*

### 1. INTRODUCTION

Les ions piégés par des champs électriques radio-fréquences sont parmi les meilleurs candidats pour la réalisation d'étalons de fréquence optique ou de protocoles d'information quantique. Jusqu'ici, les pièges de prédilection pour ces dernières expériences sont des pièges quadrupolaires linéaires où, pour des paramètres de piégeage bien choisis, des ions refroidis par laser forment une chaîne où ils partagent les modes propres de vibration, ce qui permet d'intriquer leur état interne. Des structures alternatives à ces fameuses chaînes, qui peuvent être formées dans des pièges de géométrie différente, peuvent avoir de l'intérêt, entre autre, pour la métrologie et les simulations quantiques. Pour l'instant, ces structures ont surtout été étudiées par des simulations de dynamique moléculaire qui montrent qu'un petit ensemble d'ions froids forme un anneau ou un tube quand il est confiné dans un piège linéaire multipolaire<sup>1</sup> suffisamment raide, un octupole par exemple. Dans la première partie de cet exposé, les principales différences entre pièges quadrupolaires et multipolaires sont illustrées à travers l'auto-organisation des ions et la symétrie des structures stables formées. Dans un deuxième temps, on s'intéresse plus particulièrement aux configurations en anneau qui possèdent l'énorme avantage sur les chaînes, d'être périodiques. Enfin, les possibilités offertes par le refroidissement sympathique en multipôles seront envisagées pour tirer profit des structures en anneau.

### 2. STRUCTURES STABLES EN QUADRUPOLE ET EN MULTIPOLE LINÉAIRE

Quand les ions sont suffisamment nombreux et froids pour qu'une description en champ moyen et la définition d'une densité locale  $n(\mathbf{r})$  aient un sens, cette densité obéit à une loi de type Boltzmann où l'énergie contrôlant la probabilité de présence d'une particule en  $\mathbf{r}$  est la somme de la répulsion coulombienne créée en  $\mathbf{r}$  par toutes les autres charges et de l'énergie potentielle moyenne induite par le confinement (radiofréquence et statique). Comme la densité de particules chargées est aussi liée à l'énergie potentielle coulombienne par l'équation de Poisson, on obtient pour le profil de densité  $n(\mathbf{r})$  une équation différentielle qui, dans la limite des basses températures se résume à

$$\lim_{T \rightarrow 0} n(\mathbf{r}) = \frac{\varepsilon_0 \Delta \phi_T(\mathbf{r})}{q} \quad (1)$$

où  $q\phi_T(\mathbf{r})$  est l'énergie potentielle de confinement. Si on suppose des nuages allongés, on peut limiter cette équation à ses composantes radiales et  $\phi_T(r)$  est le pseudo-potentiel statique associé aux champs électriques radiofréquences et qui se comporte comme  $r^{(2k-2)}$  quand  $2k$  est le nombre de barreaux

---

1. on qualifie de multipolaire les pièges qui ont plus de quatre électrodes

du piège. On remarque tout de suite le statut particulier des pièges quadrupolaires ( $2k = 4$ ) pour lesquels la densité est uniforme à basse température. Pour des pièges d'ordre supérieur, la densité à basse température croît avec la distance au centre comme  $r^{(2k-4)}$ , ce qui laisse présager une organisation en structure creuse [1]. Des preuves expérimentales de telles structures ont été obtenues par Okada *et coll* [2] et sont confirmées par des simulations de dynamique moléculaire telles que celles de la figure 1. Nous avons conçu et mis en place un dispositif expérimental capable de confiner de telles structures de taille variable et qui permet, de plus, de transférer les ions d'un piège quadrupolaire à un piège octupolaire. Les premiers résultats expérimentaux seront présentés lors de l'exposé.

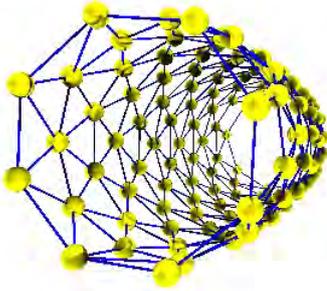


FIGURE 1 : Positions moyennes de 126 ions refroidis à 6 mK et confinés dans un piège octupolaire linéaire (tube visible en perspective). Simulations du système obtenues par dynamique moléculaire

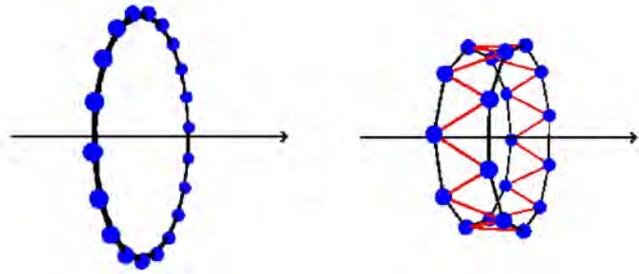


FIGURE 2 : Positions moyennes de 20 ions confinés dans un piège octupolaire linéaire. À gauche, la structure est stable malgré la répulsion coulombienne, à droite, le rayon d'équilibre imposé est plus petit et les ions s'éclatent en un double anneau pour stabiliser la structure face à la répulsion coulombienne

### 3. VERS LES PETITS NOMBRES DE PARTICULES

Quand le nombre de particules piégées est réduit à quelques dizaines, un traitement en champ moyen n'est plus pertinent et la position d'équilibre des ions peut être contrôlée par les tensions statiques nécessaires au confinement axial. Un simple anneau peut alors être formé si le rayon d'équilibre est suffisamment grand pour assurer la stabilité de la structure malgré la répulsion coulombienne. Dans le cas contraire, les ions s'organisent en deux anneaux, ou plus, pour augmenter la distance qui les sépare (voir figure 2). L'intérêt d'un anneau simple réside dans sa périodicité et dans le découplage du mouvement axial et du mouvement radial qui permet d'atteindre la température limite Doppler pour le mouvement le long de l'axe malgré le chauffage induit par le mouvement forcé par la rf dans le plan radial [3]. C'est une condition *sine qua non* pour envisager l'utilisation d'un anneau d'ions comme support d'une horloge dans le domaine optique [4] dont la réalisation peut être facilitée par le refroidissement sympathique de l'anneau "d'horloge" par un autre anneau formé d'une espèce de masse différente.

### RÉFÉRENCES

- [1] C. Champenois, "About the dynamics and thermodynamics of trapped ions," *J. Phys. B*, vol. 42, p. 154002, 2009.
- [2] K. Okada, T. Takayanagi, M. Wada, S. Ohtani, and H. A. Schuessler, "Observation of ion coulomb crystals in a cryogenic linear octupole rf ion trap," *Phys. Rev. A*, vol. 80, no. 4, p. 043405, 2009.
- [3] M. Marciante, C. Champenois, A. Calisti, J. Pedregosa-Gutierrez, and M. Knoop, "Ion dynamics in a linear radio-frequency trap with a single cooling laser," *Phys. Rev. A*, vol. 82, no. 3, p. 033406, 2010.
- [4] C. Champenois, M. Marciante, J. Pedregosa-Gutierrez, M. Houssin, M. Knoop, and M. Kajita, "Ion ring in a linear multipole trap for optical frequency metrology," *Phys. Rev. A*, vol. 81, no. 4, p. 043410, 2010.

## LES IONS PIÉGÉS COMME SYSTÈME MODÈLE : DU QUBIT TOPOLOGIQUE À LA SIMULATION QUANTIQUE ANALOGIQUE

L. Guidoni<sup>1,2</sup>, T. Coudreau<sup>1</sup>, R. Dubessy<sup>1,3</sup>, B. Dubost<sup>1</sup>, S. Guibal<sup>1</sup>, J.-P. Likforman<sup>1</sup>,  
B. Szymanski<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, Université Paris-Diderot et CNRS, UMR 7162,  
Bât. Condorcet, 10, rue A. Domon et L. Duquet, 75205 Paris Cedex 13, France

<sup>2</sup> Clarendon Laboratory, University of Oxford, Parks Road, Oxford OX1 3PU, Royaume Uni

<sup>3</sup> actuellement au Laboratoire de Physique des Lasers, UMR 7538 CNRS-UP13, Institut Galilée,  
Université Paris 13 Campus de Villetaneuse, 99 Av. J-B Clément, 93430 Villetaneuse, France

l.guidoni1@physics.ox.ac.uk

### RÉSUMÉ

Nous introduisons les possibilités offertes par les ions piégés refroidis par laser en tant que système modèle. La manipulation des états internes ainsi que le couplage par les modes de vibration dans les pièges permettent la mise en oeuvre d'hamiltoniens « sur mesure ». Cette opportunité peut être utilisée pour créer des qubits découplés de leur environnement ou bien pour simuler des hamiltoniens de spin trop compliqués pour être résolus numériquement. Nous présenterons aussi les résultats récents de notre expérience sur une "puce à ions" qui pourraient permettre, à terme, d'observer ces effets.

**MOTS-CLEFS :** ions piégés, information quantique, qubit, micropiège

Depuis la proposition par Cirac et Zoller en 1995 [1] d'utiliser le couplage électrostatique dans une chaîne d'ions froids comme moyen pour créer de façon contrôlée l'intrication entre atomes individuels, les ions piégés et refroidis par laser sont devenu un système physique incontournable dans le domaine de l'information quantique[2]. Les propriétés des ensembles d'ions piégés dans le régime de cristal de Coulomb sont de fait parfaitement adaptées à la manipulation d'états quantiques : faible couplage à l'environnement, temps de piégeage virtuellement infini, structure ordonnée, adressage d'ions individuels par un faisceau laser, refroidissement sympathique dans les échantillons multi-espèces, intégrabilité dans le cas de pièges micro-fabriqués. Ces propriétés ont permis, au cours des dix dernières années, des démonstrations de principe de toutes les briques élémentaires du calcul quantique par des dispositifs basés sur les ions piégés. Le principe à la base de toutes ces démonstrations est le fait que l'interaction lumière matière peut être sensible à l'état du mouvement de l'ion (qui est un état de mouvement commun à toute la chaîne) tout en gardant son caractère cohérent. Cette dépendance permet de créer un état non séparable entre états internes d'ions distincts (intrication) mais aussi une interaction contrôlée entre ions ne dépendant que de leur état interne. En développant cette idée, Cirac et Porras ont proposé en 2004 [3] d'aborder la solution de certains hamiltoniens de spin en simulant l'interaction spin-spin par des interactions contrôlées entre états internes dans une chaîne d'ions froids (simulateurs quantiques). Il faut noter que, dans ce cadre, l'interaction spin spin directe entre les ions est négligeable, du fait de la distance typique entre ions de l'ordre de quelques microns. En revanche, l'interaction entre ions induite par laser et dépendante de leur état interne peut devenir assez importante. L'exemple le plus connu est celui du hamiltonien de Ising :

$$H_I = H_B + H_J = -B_x \sum \sigma_i^x + \sum J_{ij} \sigma_i^z \sigma_j^z. \quad (1)$$

L'état de spin est « codé » sur deux états internes de l'ion qui peuvent être, par exemple, deux états hyperfins. Le champ magnétique  $B$  du hamiltonien est alors simulé en adressant la transition par un champ micro-ondes (précession simulée par les oscillations de Rabi). L'interaction « spin-spin » est reproduite en utilisant une force optique dépendante de l'état interne et de l'état vibrationnel de la chaîne.

Cette idée a récemment été mise en oeuvre pour simuler des systèmes à faible nombre de spins (c.à.d. en utilisant un faible nombre d'ions)[4]. Cependant, des techniques expérimentales se développent pour atteindre un nombre d'ions intéressant (de l'ordre de quelques dizaines d'ions).

Le développement de méthodes efficaces et réalistes pour obtenir l'intrication entre ions a donc amené à la découverte de protocoles permettant de contrôler l'interaction entre ions sans nécessairement contrôler parfaitement l'état de mouvement de la chaîne (interaction dite Sørensen-Mølmer) [5]. En utilisant ce principe, il est envisageable de dessiner un hamiltonien de « spin » ayant des propriétés de symétrie favorables vis à vis de la décohérence : les ions piégés pourraient alors permettre la réalisation de la « protection topologique » envisagée auparavant dans les systèmes supraconducteurs [6].

L'un des intérêts majeurs du piège de Paul linéaire, utilisé pour ce type d'expériences, est qu'il peut être réalisé en déposant des électrodes sur un substrat [7]. Les ions sont alors piégés au dessus de la surface du substrat à une hauteur caractéristique de l'ordre de la taille transverse des électrodes. Nous avons récemment dessiné et fabriqué un de ces dispositifs que nous avons testé avec succès en piégeant des ions  $\text{Sr}^+$  refroidis par laser (voire figure 1). La possibilité offerte par ces pièges « planaires » d'obtenir des anisotropies importantes, nous a permis d'obtenir un piégeage bi-dimensionnel en ouvrant la porte aux simulateurs quantiques d'hamiltoniens relativement complexes.



FIGURE 1 : Cristal de Coulomb bi-dimensionnel contenant environ 40 ions de  $\text{Sr}^+$  refroidis par laser. Le piégeage est obtenu par un système d'électrodes en cuivre doré déposé sur un substrat plan. La largeur des électrodes dans le plan du substrat est de 400  $\mu\text{m}$  environ.

### RÉFÉRENCES

- [1] J. I. Cirac and P. Zoller, "Quantum computations with cold trapped ions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, p. 4091, 1995.
- [2] R. Blatt and D. Wineland, "Entangled states of trapped atomic ions," *Nature*, vol. 453, p. 1008, 2008.
- [3] D. Porras and J. I. Cirac, "Effective quantum spin systems with trapped ions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, p. 207901, 2004.
- [4] K. Kim et al., "Quantum simulation of frustrated ising spins with trapped ions," *Nature*, vol. 465, p. 590, 2010.
- [5] A. Sørensen and K. Mølmer, "Multi-particle entanglement of hot trapped ions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, p. 1835, 1999.
- [6] P. Milman et al., "Topologically decoherence-protected qubits with trapped ions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, p. 020503, 2007.
- [7] S. Seidelin et al., "Microfabricated surface-electrode ion trap for scalable quantum information processing," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, p. 253003, 2006.

## OPTIQUE NON-LINÉAIRE ET DYNAMIQUE NON-LINÉAIRE DANS LES PAQUETS D'ÉLECTRONS RELATIVISTES

C. Evain,<sup>3</sup> C. Szwaj<sup>1,2</sup>, S. Bielawski<sup>1,2</sup>, M. Le Parquier<sup>2</sup>, M.-E. Couprie<sup>3</sup>, M. Labat<sup>3</sup>, C. Bruni<sup>4</sup>,  
M. Hosaka<sup>5</sup>, M. Shimada<sup>6</sup>, M. Adachi<sup>7</sup>, H. Zen<sup>7</sup>, N. Yamamoto<sup>5</sup>, Y. Takashima<sup>5</sup>, T. Takahashi<sup>8</sup>, A.  
Mochihashi<sup>9</sup>, S. Kimura<sup>7</sup>, M. Katoh<sup>7</sup>, N. Joly<sup>10</sup>

<sup>1</sup> *Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, UMR CNRS 8523, Université des Sciences et Technologies de Lille, F-59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France*

<sup>2</sup> *Centre d'Études et de Recherches Lasers et Applications, FR CNRS 2416, Université des Sciences et Technologies de Lille, F-59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France*

<sup>3</sup> *Synchrotron SOLEIL, Saint Aubin, BP 34, 91192 Gif-sur-Yvette, France*

<sup>4</sup> *Laboratoire de l'accélérateur linéaire, Université Paris-Sud 11, UMR 8607, B342timent 200, 91898 Orsay Cedex, France*

<sup>5</sup> *Graduate School of Engineering, Nagoya University 464-8603 Nagoya, Japan*

<sup>6</sup> *High Energy Accelerator Research Organization, KEK 305-0801, Tsukuba, Japan*

<sup>7</sup> *UVSOR, Institute for molecular science, 444-8585 Okazaki, Japan*

<sup>8</sup> *Research Reactor Institute, Kyoto University, 590-049 Osaka, Japan*

<sup>9</sup> *Japan Synchrotron Radiation Research Institute (JASRI), Spring-8, Sayo-cho, Hyogo 679-5198 Japan*

<sup>10</sup> *University of Erlangen-Nuremberg, Guenther-Scharowsky Strasse 1/bau 24, 91058 Erlangen, Germany*

serge.bielawski@univ-lille1.fr

### RÉSUMÉ

L'interaction entre un rayonnement laser et des électrons relativistes fait intervenir des problématiques d'optique non-linéaire et de dynamique non-linéaire relativement complexes. Nous présentons dans un premier temps un ensemble de résultats récents sur la dynamique et le contrôle des lasers à électrons libres. Ensuite nous montrons comment l'interaction entre un laser externe et un paquet d'électrons permet de moduler la structure longitudinale du paquet d'électrons, et peut mener à une émission de rayonnement terahertz cohérent. Ces études ont été effectuées dans le cadre de la collaboration entre le PhLAM, SOLEIL, et UVSOR.

**MOTS-CLEFS :** *laser, dynamique non-linéaire, accélérateur, laser à électrons libres*

Les sources de rayonnement basées sur des accélérateurs permettent de générer des longueurs d'ondes difficilement accessibles autrement (en particulier dans les domaines VUV, X, et infrarouge lointain). Cependant, l'obtention de rayonnement cohérent implique de résoudre des problématiques de dynamique et d'optique non-linéaire complexes.

Malgré le caractère particulier du milieu non-linéaire (un paquet d'électrons relativistes dans un onduleur), certaines sources sur accélérateur sont décrites par des concepts analogues à ceux de l'optique non-linéaire classique. Ainsi, on peut observer une conversion de fréquence analogue à celle provenant des non-linéarités de type  $\chi^{(2)}$  des matériaux classiques. Un exemple est le rayonnement synchrotron cohérent (CSR) térahertz induit par laser (Fig. 1). Les études expérimentales et numériques [1, 2] ont montré une analogie de comportement du CSR avec la rectification optique en optique classique.

Des analogies fortes sont également observées entre les lasers à électrons libres dits de type oscillateur (c'est-à-dire avec une cavité optique), et les lasers à blocage de modes actif. On y retrouve en effet des instabilités très similaires, menant à la "turbulence optique" [3]. En conséquence, il est possibles de leur transposer les techniques de stabilisation des lasers à blocage de modes, en particulier le *coherent photon seeding* [4].

Cependant, certaines sources présentent des comportements n'ayant pas encore d'analogue connu en optique non-linéaire classique, et en dynamique des lasers. Il s'agit en particulier des LELs VUV et

X en simple passage, dits de quatrième génération. Un exemple typique d'instabilité est l'effet de pulse-splitting [5] dans les lasers VUV/X mous, lorsqu'ils sont injectés par des systèmes HHG (génération d'harmoniques dans les gaz).

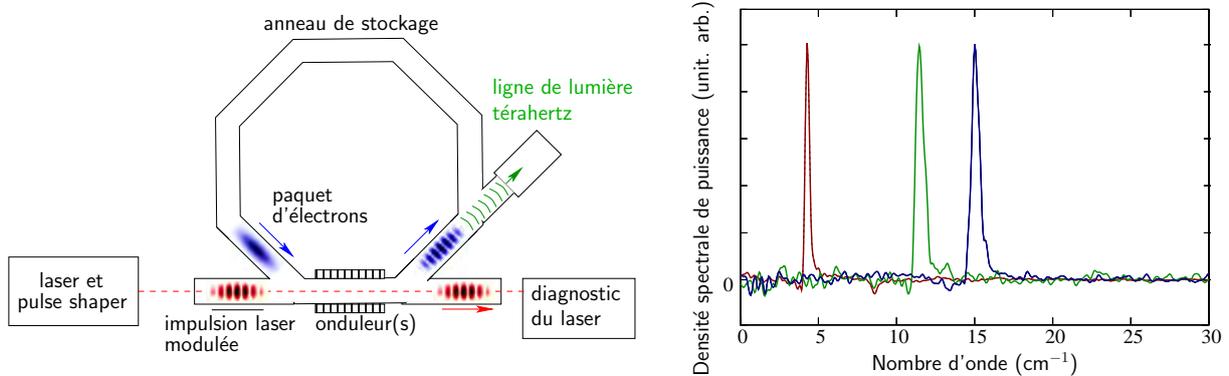


FIGURE 1 : Effet analogue au  $\chi^{(2)}$  lors de l'interaction laser-électrons dans un onduleur. (a) dispositif expérimental. Une impulsion laser (à 800 nm) est mise en forme longitudinalement (modulation sinusoidale de son enveloppe) avec une période de l'ordre de la picoseconde. L'impulsion interagit avec un paquet d'électrons circulant dans un anneau de stockage dans une région de champ magnétique périodique permanent (un onduleur accordé à la fréquence du laser). Le paquet d'électrons est ensuite dévié par un aimant dipolaire, et le rayonnement émis est analysé dans la ligne térahertz. (b) Trois spectres typique d' mission térahertz de rayonnement cohérent synchrotron induit par une impulsion laser modulée, pour trois fréquences différentes de modulation. Chaque spectre a été normalisé.

## RÉFÉRENCES

- [1] S. Bielawski, C. Evain, T. Hara, M. Hosaka, M. Katoh, S. Kimura, A. Mochihashi, M. Shimada, C. Szwaj, T. Takahashi, and Y. Takashima, "Tunable narrowband terahertz emission from mastered laser-electron beam interaction," *Nature Physics*, vol. 4, p. 390, 2008.
- [2] C. Evain, C. Szwaj, S. Bielawski, M. Hosaka, Y. Takashima, M. Shimada, S. Kimura, M. Katoh, A. Mochihashi, T. Takahashi, and T. Hara, "Laser-induced narrowband coherent synchrotron radiation : Efficiency versus frequency and laser power," *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, vol. 13, p. 090703, 2010.
- [3] S. Bielawski, C. Szwaj, C. Bruni, D. Garzella, G. L. Orlandi, and M. E. Couprie, "Advection-induced spectrotemporal defects in a free-electron laser," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, p. 034801, 2005.
- [4] C. Evain, C. Szwaj, S. Bielawski, M. Hosaka, A. Mochihashi, M. Katoh, and M.-E. Couprie, "Shifted feedback suppression of turbulent behavior in advection-diffusion systems," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 134501, 2009.
- [5] M. Labat, N. Joly, S. Bielawski, C. Szwaj, C. Bruni, and M. E. Couprie, "Pulse splitting in short wavelength seeded free electron lasers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, p. 264801, 2009.

## LE FIL PHOTONIQUE, UNE NOUVELLE GEOMETRIE POUR LA REALISATION DE SOURCES DE LUMIERE QUANTIQUE EFFICACES

**Julien Claudon<sup>1</sup>, Joël Bleuse<sup>1</sup>, Nitin S. Malik<sup>1</sup>, Megan Creasey<sup>1</sup>, Mathieu Munsch<sup>1</sup>, Emmanuel Dupuy<sup>1</sup>, Niels Gregersen<sup>2</sup>, Philippe Lalanne<sup>3</sup>, Jean-Michel Gérard<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Equipe mixte 'NanoPhysique et SemiConducteurs', CEA/INAC/SP2M, Grenoble, France*

<sup>2</sup> *Department of Photonics Engineering, DTU Fotonik, Technical University of Denmark, Building 343, DK-2800 Kongens Lyngby, Denmark*

<sup>3</sup> *Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Sud, Campus Polytechnique, RD 128, 91127 Palaiseau, France*

julien.claudon@cea.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons des résultats expérimentaux et théoriques récents, qui soulignent les atouts des fils photoniques pour la réalisation de sources de lumière quantique très brillantes et la réalisation d'expériences d'optique quantique dans un système solide intégré. Nous aborderons les mécanismes de contrôle de l'émission spontanée dans ces structures ; nous montrerons également que cette géométrie permet la réalisation d'une source de photons uniques à la demande qui combine pour la première fois une efficacité record (0.72 photon par pulse) et une émission de photons uniques très pure. Nous discutons enfin les perspectives ouvertes par ces travaux.

**MOTS-CLEFS :** *source de photons uniques ; nanofils ; boîte quantique*

### 1. INTRODUCTION

Canaliser une large fraction  $\beta$  de l'émission spontanée (ES) d'un émetteur dans un unique mode optique représente un enjeu important, tant au nouveau fondamental que pour la réalisation d'une nouvelle génération de dispositifs optoélectroniques quantiques (microlasers, sources de photons uniques). En matière condensée, l'émission spontanée monomode a d'abord été obtenue en exploitant l'effet Purcell qui apparaît dans des microcavités semiconductrices. Pour s'affranchir des contraintes associées à un effet résonant, les systèmes photoniques unidimensionnels sont récemment apparus comme très prometteurs. Parmi ceux-ci, on peut notamment citer les guides d'onde monomodes définis dans une membrane à cristal photonique, pour lesquels un facteur  $\beta$  proche de 1 à été mesuré. Les fils photoniques diélectriques sont des structures beaucoup plus simples et robustes, qui ont des performances au moins équivalentes en terme de contrôle de l'ES. De plus, grâce à une ingénierie des extrémités du fils, ils permettent une extraction efficace de la lumière vers le champ lointain.

### 2. CONTROLE DE L'ES ET COLLECTION DE LA LUMIERE DANS UN FIL PHOTONIQUE

Considérons tout d'abord un cylindre infini de GaAs (indice de réfraction  $n=3.45$ ) entouré par de l'air ( $n=1$ ). Le fil présente une section circulaire de diamètre  $d$  et contient sur son axe un émetteur de photons uniques, comme une boîte quantique InAs. L'émetteur présente un dipôle orthogonal à l'axe du fil et une longueur d'onde dans le vide  $\lambda=950\text{nm}$ . Lorsque  $d/\lambda < 0.23$ , la structure supporte un unique mode guidé, doublement dégénéré en polarisation. Le fort contraste d'indice entre le fil et son environnement a deux conséquences importantes. Premièrement, il permet de confiner très fortement le mode guidé. Comme indiqué sur la figure 1(a), l'optimum est atteint pour autour de  $d/\lambda=0.23$ , ce qui conduit à un taux d'ES dans ce mode équivalent à celui de l'émetteur dans GaAs massif. En parallèle, l'ES dans le continuum de modes non guidés (modes de fuite) est fortement inhibée. L'ES est donc canalisée de manière très efficace dans le mode guidé ( $\beta > 0.9$ ) et ce sur une large plage de longueurs d'ondes ( $> 100\text{nm}$ ) [1]. Expérimentalement, il est

possible d'étudier directement le couplage aux modes de fuite en s'intéressant à des fils 'fins' ( $d/\lambda < 0.17$ , cf. Fig. 1(a)) pour lesquels le couplage au mode guidé est négligeable. Dans ces conditions, on mesure un ralentissement très marqué de l'ES (facteur 16), une performance équivalente à l'état de l'art, représenté par les structures à bande interdite photonique [2].

Reste maintenant à collecter efficacement les photons issus du mode guidé avec un objectif de microscope. Pour réfléchir les photons émis vers le bas, le fil repose sur un miroir intégré hybride (or + 10 nm de silice) qui apporte une réflectivité modale supérieure à 0.9 [3]. Cette réflexion permet en outre d'améliorer le couplage au mode guidé d'un facteur 1.9. A l'autre extrémité du fil, le mode optique, très confiné, est fortement diffracté. Pour améliorer la collection de la lumière en champ lointain, nous avons proposé de tailler l'extrémité supérieure en forme de pointe, de manière à déconfiner adiabaticquement le mode guidé. Le champ lointain est ainsi moins divergent et peut être collecté quasiment entièrement dans une ouverture numérique standard (0.75).

Des tels fils ont été réalisés dans une approche *top-down* et étudiés à 5K. Sous pompage optique pulsé, lorsque la raie excitonique étudiée est pompée à saturation, la source démontre une efficacité record (0.72 par pulse dans une ouverture numérique de 0.75). Simultanément, des mesures de corrélation d'intensité apportent la preuve d'une émission de photons uniques très pure ( $g^{(2)}(0) \sim 0.01$ ). Ceci représente une avancée très significative par rapport à l'état de l'art des sources de photons uniques à l'état solide, jusqu'ici représenté par les boîtes quantiques en microcavité.

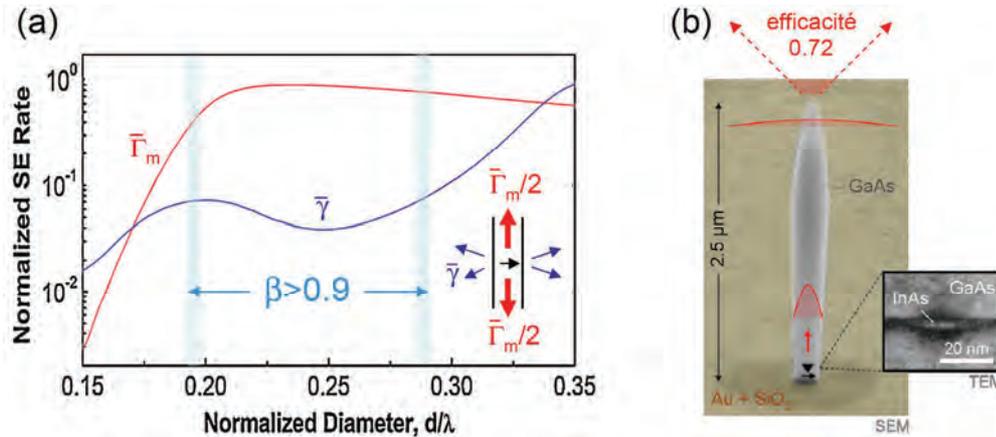


Fig. 1 : (a) Taux d'ES dans un fil photonique infini. (b) Image MEB de la structure réalisée (fausses couleurs).

## CONCLUSION

En conclusion, les fils photoniques diélectriques offrent une nouvelle géométrie pour la réalisation de sources de photons uniques très brillantes. Des efficacités excédant 0.9 sont envisageables, sous pompage optique comme électrique [6], moyennant une amélioration du taper supérieur. De plus, le contrôle de l'ES large bande ouvre de nombreuses perspectives, comme la réalisation d'une source efficace de paires de photons intriqués, en collectant la cascade radiative d'une boîte quantique.

## RÉFÉRENCES

- [1] I. Friedler et al., Opt. Express, vol. 17, pp. 2095-2110, 2009.
- [2] J. Bleuse et al., Phys. Rev. Lett., vol. 106, pp. 103601-4, 2011.
- [3] I. Friedler et al., Opt. Lett., vol. 33, pp. 2635-2637, 2008.
- [4] N. Gregersen et al., Opt. Lett., vol. 33, pp. 1693-1695, 2008.
- [5] J. Claudon et al., Nature Photon., vol. 4, pp. 174 - 177, 2010.
- [6] N. Gregersen et al., Opt. Express, vol. 18, pp. 21204-21218, 2010.

## TRAITEMENT TOUT OPTIQUE DU SIGNAL EN CRISTAL PHOTONIQUE

**S. Combrié<sup>(1,\*)</sup>, P. Colman<sup>(1,3)</sup>, A. De Rossi<sup>(1)</sup>, C. Husko<sup>(2,+)</sup>, C.W.Wong<sup>(2)</sup>, I. Sagnes<sup>(3)</sup>,  
I. Cestier<sup>(4)</sup>, V. Echouse<sup>(4)</sup> and G. Eisenstein<sup>(4)</sup>**

<sup>1</sup> *Thales Research and Technology, 91767 Palaiseau, France*

<sup>2</sup> *Optical Nanostructure Laboratory, Columbia University, New York, NY10027,*

<sup>3</sup> *Laboratoire de Photonique et de Nanostructure (CNRS UPR 20), 91460 Marcoussis, France.*

<sup>4</sup> *Electrical Engineering Department, Technion, Haifa 32000, Israel*

<sup>+</sup> *Adresse actuelle: CUDOS, The University of Sydney, Sydney, NSW 2006, Australia.*

sylvain.combrie@thalesgroup.com

Les cristaux photoniques (CPh) possèdent une capacité remarquable à confiner la lumière tout en offrant de nombreuses possibilités pour en contrôler sa propagation. Une variété de fonctions peuvent être ainsi mises en œuvres et miniaturisées comme, par exemple, une ligne à retard accordable [1] ou des fonctions de conversion[2] et de génération [3] de longueur d'onde. Ici, la capacité des CPh à contrôler la vitesse de la lumière et, ainsi, à renforcer l'interaction lumière-matière est cruciale. [4]. On sait cependant que les pertes optiques sont également renforcées par la lumière lente[5]. Les pertes optiques proviennent des imperfections inévitables dues aux processus de fabrication, lesquelles, dans le cas où la lumière est très fortement ralenti, peuvent même conduire à un régime où la propagation est entièrement dominée par la diffusion et n'est plus corrélée au dessin de la structure originale[6]. Ainsi, des efforts ont été faits à travers le monde afin d'améliorer le processus de fabrication, mais aussi sur l'obtention de dessins plus robustes [7].

En suivant à une approche similaire, nous avons récemment utilisé la lumière lente dans des guides CPh pour démontrer une ligne à retard pour les signaux micro-ondes [8] et nous nous proposons de discuter des réalisations les plus récentes telles que l'amélioration de la plage d'accordabilité avec des pertes totales restant modérées.

En raison de l'effet combiné du confinement et du ralentissement de la lumière, les effets non linéaires sont renforcés et peuvent être utilisés pour la commutation toute optique. Cependant les pertes non-linéaires peuvent également être élevées. Nous avons démontré que le GaInP, en accord de maille sur GaAs, est un matériau adapté pour la réalisation de CPh de grande qualité ; avec l'avantage supplémentaire d'avoir un plus grand gap comparé à d'autres semi-conducteurs. Cela se traduit par la suppression de l'absorption à deux photons dans la bande télécom [9].

Nous avons ainsi démontré du mélange à quatre ondes (FWM) [10]. Cette fonctionnalité est essentielle pour mettre en œuvre une variété de systèmes de traitement (délai, démultiplexage, conversion de longueur d'onde, ...). Plus récemment, nous avons amélioré les performances de plusieurs ordres de grandeurs. Ce point sera d'ailleurs abordé ici.

De nombreux phénomènes sont dus à la subtile interaction entre dispersion et non-linéarité. En particulier, la compression d'impulsion, et plus particulièrement la formation de solitons n'a été observé dans le domaine temporel que dans les fibres optiques, car les pertes notoirement plus élevées des systèmes intégrés, restaient une problématique difficile à résoudre [11]. Nous avons observé la compression par effet soliton le long d'un guide d'ondes en CPh d'environ 1mm de long. Cela a été possible en exploitant à la fois les très fortes non-linéarités et la dispersion avec de faibles pertes linéaires et non linéaires [12]. Il est important de noter qu'à la fois l'énergie d'impulsion d'entrée et la durée d'impulsion (10pJ et ~ 2 ps) sont à la portée de sources optiques compactes (diodes laser ML). Nous montrerons que la réalisation de ce régime soliton ouvre la voie à une variété d'applications, jusqu'à présent strictement réservées aux dispositifs à base de fibres.

En conclusion, nous montrerons que plusieurs fonctions clefs telles que la conversion de fréquence, les délais, la compression et remise en forme d'impulsions peuvent être implémentées et combinés sur une seule puce à CPh.

#### REFERENCES

- [1] T. Baba, "Slow light in photonics crystals," *Nat. Photonics* 2, 465-473 (2008).
- [2] B. Corcoran et al., postdeadline paper, Australian Conference on Optical Fibre Technology (ACOFT) (2010).
- [3] B. Corcoran, C. Monat, C. Grillet et al., *Nature Photonics* 3, 206 (2009).
- [4] T. Krauss, *Nat. Photonics* 2, 448-450 (2008).
- [5] S. Hughes et al., *Phys. Rev. Lett.* 94, 033903 (2005).
- [6] M. Patterson, et al., *Phys. Rev. Lett.* 102, 253903 (2009).
- [7] Schulz, S.A. et al., *J. Opt.* 12 (2010) 104004.
- [8] P. Colman et al., Int'l Conference on Laser and Electro Optics, pap. CTuHH6 (Baltimore, 2010) .
- [9] S. Combrié, Q. V. Tran, C. Husko, P. Colman, and A. De Rossi, *Appl. Phys. Lett.* 95, 221108 (2009).
- [10] V. Eckhouse, I. Cestier, G. Eisenstein, S. Combrié, P. Colman, A. De Rossi, M. Santagiustina, C. G. Smeda, and G. Vadalà, *Opt. Lett.* 35, 1440-1442 (2010).
- [11] D. Skryabin and J. Knight, *Nat. Photonics* 4, 806 (2010).
- [12] P. Colman, C. Husko, S. Combrié, I. Sagnes, C.W. Wong and A. De Rossi, *Nat. Photonics* 4, 862 (2010).

**SONDER LE FONCTIONNEMENT CELLULAIRE  
A L'AIDE DE L'IMAGERIE DE NANOPARTICULES DOPEES AUX TERRES RARES**

**Antigoni Alexandrou**

*Laboratoire d'Optique et Biosciences, Ecole Polytechnique, CNRS, INSERM U696*

*91128 Palaiseau Cedex*

Antigoni.Alexandrou@polytechnique.edu

La détection optique et l'imagerie sont des outils de choix pour la biologie moléculaire et cellulaire ainsi que pour les applications biomédicales. Ces applications sont souvent limitées par les propriétés des sondes existantes. Les besoins actuels vont bien au-delà des simples applications de marquage de composants cellulaires spécifiques : il s'agit de développer des sondes capables de mesurer la réponse cellulaire avec une résolution temporelle et spatiale et de quantifier les paramètres cellulaires importants, tel que le pH, les ions  $\text{Ca}^{2+}$  ou les dérivés réactifs d'oxygène (ROS).

Je décrirai comment différents types de nanoparticules (boîtes quantiques, nanoparticules dopées aux terres rares, nanoparticules dopées aux colorants, nanoparticules métalliques, nanodiamants) apportent des solutions à ces exigences variées en citant des exemples d'applications en biologie cellulaire. Les nanoparticules dopées aux terres rares possèdent des propriétés optiques particulièrement intéressantes : grâce à la localisation des excitations sur les ions de terre rare, les raies d'émission sont extrêmement fines ( $<10$  nm), ce qui autorise une discrimination efficace de signaux parasites, comme la fluorescence cellulaire. Le décalage de Stokes est très important et les temps de vie longs permettent une implémentation facile de détection retardée. Ces nanoparticules en tant que sondes luminescentes sont très photostables, sont détectables individuellement et, contrairement aux boîtes quantiques, ne présentent pas d'intermittence de l'émission. Ce sont donc des sondes idéales pour le marquage [1] et le suivi long-terme de biomolécules uniques, telles que les récepteurs sur la membrane cellulaire [2,3].

De plus, nous avons découvert la présence de processus d'oxydoréduction réversibles dans le cas de nanoparticules  $\text{YVO}_4:\text{Eu}$ . Une réduction photo-induite des ions  $\text{Eu}^{3+}$  en ions  $\text{Eu}^{2+}$ , rend ces nanoparticules capables de détecter des oxydants, en particulier l'eau oxygénée,  $\text{H}_2\text{O}_2$ , molécule bactéricide mais également molécule de signalisation omniprésente dans de nombreux processus cellulaires (contraction, migration, différenciation, ...). Nous avons montré qu'en détectant la modulation de la luminescence des ions  $\text{Eu}^{3+}$ , il était possible de remonter à la concentration intracellulaire instantanée de  $\text{H}_2\text{O}_2$  [4]. Les dynamiques temporelles de production de  $\text{H}_2\text{O}_2$  sont différentes selon le processus physiologique concerné ce qui apporte un élément de réponse à la question ouverte : comment une même molécule de signalisation peut-elle induire et réguler des réponses différentes ?

En changeant la nature de l'ion dopant, il est possible de changer la couleur d'émission ( $\text{Tb}^{3+}$ ,  $\text{Ce}^{3+}$ , ...), d'obtenir des nanoparticules à up-conversion (co-dopage  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Eu}^{3+}$ ) [5] ou de doter les nanoparticules de propriétés paramagnétiques ( $\text{Gd}^{3+}$ ). Nous avons ainsi réalisé des nanoparticules multifonctionnelles luminescentes, sondes d'oxydants et agents de contraste en Imagerie à Résonance Magnétique (IRM). La fonctionnalisation aisée de ces nanoparticules [6] permet d'envisager un spectre très large d'applications allant de la détection *in vitro* au ciblage *in vivo* de cellules spécifiques.

RÉFÉRENCES

- [1] E. Beaurepaire, V. Buissette, M.-P. Sauviat, D. Giaume, K. Lahlil, A. Mercuri, D. Casanova, A. Huignard, J.-L. Martin, T. Gacoin, J.-P. Boilot, A. Alexandrou, *Functionalized fluorescent oxide nanoparticles : artificial toxins for sodium channel targeting and imaging at the single-molecule level*, Nano Lett. **4**, 2079 (2004)
- [2] J.-B. Masson, D. Casanova, S. Türkcan, G. Voisinne, M. R. Popoff, M. Vergassola, A. Alexandrou, *Inferring maps of forces inside cell membrane microdomains*, Phys. Rev. Lett. **102**, 048103 (2009)
- [3] S. Türkcan, D. Casanova, J.-B. Masson, G. Mialon, M. R. Popoff, T. Gacoin, J.-P. Boilot, A. Alexandrou, *Observing the confinement potential of bacterial pore-forming toxin receptors with non-blinking  $\text{Eu}^{3+}$ -doped oxide nanoparticles*, submitted to Biophysical J.
- [4] D. Casanova\*, C. Bouzigues\*, T.-L. Nguyễn\*, R. O. Ramodiharilafy, L. Bouzahir-Sima, T. Gacoin, J.-P. Boilot, P.-L. Tharaux, A. Alexandrou, *Single europium-doped nanoparticles measure temporal pattern of reactive oxygen species production inside cells*, Nat. Nanotech. **4**, 581-585 (2009)
- [5] G. Mialon, S. Türkcan, G. Dantelle, D. P. Collins, M. Hadjipanayi, R. A. Taylor, T. Gacoin, A. Alexandrou, J.-P. Boilot, *High up-conversion efficiency of  $\text{YVO}_4\text{:Yb,Er}$  nanoparticles in water down to the single-particle level*, J. Phys. Chem. C **114**, 22449–22454 (2010)
- [6] D. Casanova, D. Giaume, M. Moreau, J.-L. Martin, T. Gacoin, J.-P. Boilot, A. Alexandrou, *Counting the number of proteins coupled to single nanoparticles*, J. Am. Chem. Soc. **129**, 12592 (2007)

## POLARITONS DE MICROCAVITES: UN NOUVEAU TYPE DE FLUIDE QUANTIQUE

A. Amo<sup>1,2</sup>, S. Pigeon<sup>3</sup>, D. Sanvitto<sup>4</sup>, V. G. Sala<sup>1</sup>, I. Carusotto<sup>5</sup>, R. Hivet<sup>1</sup>, F. Pisanello<sup>1</sup>,  
G. Lemenager<sup>1</sup>, R. Houdré<sup>6</sup>, E. Giacobino<sup>1</sup>, C. Ciuti<sup>3</sup>, **A. Bramati<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Laboratoire Kastler Brossel, Université Pierre et Marie Curie-Paris 6, École Normale Supérieure et CNRS, UPMC Case 74, 4 place Jussieu, 75005 Paris, France*

<sup>2</sup> *CNRS-Laboratoire de Photonique et Nanostructures, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*

<sup>3</sup> *Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, Université Paris Diderot-Paris 7 et CNRS, Bâtiment Condorcet, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris Cedex 13, France*

<sup>4</sup> *NNL, Istituto Nanoscienze - CNR, Via Arnesano, 73100 Lecce, Italy*

<sup>5</sup> *BEC-CNR-INFN and Dipartimento di Fisica, Università di Trento, I-38050 Povo, Italy*

<sup>6</sup> *Institut de Physique de la Matière Condensée, Faculté des Sciences de Base, bâtiment de Physique, Station 3, EPFL, CH 1015 Lausanne, Switzerland*

[bramati@spectro.jussieu.fr](mailto:bramati@spectro.jussieu.fr)

### RÉSUMÉ

Les propriétés de propagation d'un fluide quantique de polaritons créé par excitation laser dans une microcavité semiconductrice sont étudiées en détail. Les expériences révèlent différents régimes allant de la superfluidité à l'effet Čerenkov, jusqu'à la nucléation de paires de vortex quantifiés et de solitons sombres. Les résultats expérimentaux sont interprétés dans le cadre d'une théorie de Gross-Pitaevskii généralisée, décrivant les condensats de polaritons.

**MOTS CLEFS** : fluides quantiques, polaritons de microcavité

Les polaritons, états mixtes lumière-matière, issus du couplage fort entre excitons et photons dans une microcavité semiconductrice, sont des bosons composites bi-dimensionnels en interaction qui peuvent manifester des effets de cohérence macroscopique à des températures élevées (5-300K), grâce à leur masse très faible. En particulier, les polaritons se comportent comme un fluide quantique aux propriétés spécifiques liées à leur nature hors-équilibre, déterminée par leur durée de vie très réduite (quelques picosecondes).

Dans cette conférence, nous discuterons l'observation de la superfluidité [1, 2] dans la propagation d'un fluide de polaritons créé par excitation laser résonnante dans une microcavité semiconductrice d'InGaAs. La superfluidité se manifeste par la suppression de la diffusion Rayleigh sur les défauts présents dans la microcavité lorsque la vitesse du fluide polaritonique est inférieure à la vitesse du son. Dans le cas opposé, lorsque l'écoulement est supersonique, le régime Čerenkov est clairement observé.

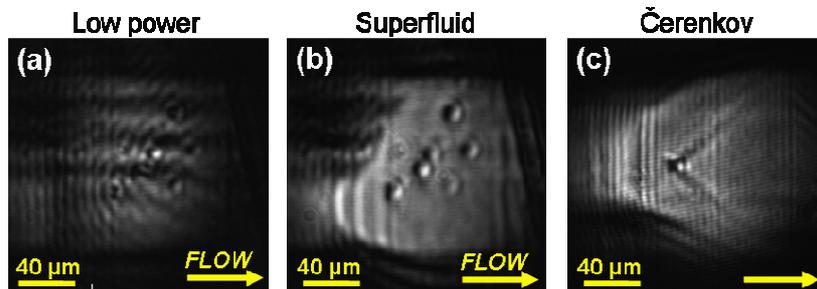


Fig.1. (a) Image de l'espace réel d'un gaz de polaritons de faible densité s'écoulant contre plusieurs défauts naturellement présents dans la microcavité : la diffusion sur les défauts provoque une figure d'interférence avec des ondes de densité paraboliques. (b) Régime superfluide : la diffusion est inhibée et l'interférence disparaît ; seuls les défauts sont visibles. (c) Régime supersonique : si la vitesse de l'écoulement est supérieure à la vitesse du son dans le fluide, on observe des franges d'interférence linéaires, caractéristiques de l'effet Čerenkov, comme dans les condensats de Bose-Einstein atomiques.

Ces observations sont en excellent accord quantitatif avec une théorie généralisée de Gross-Pitaevskii et permettent de décrire la superfluidité des polaritons selon le critère de Landau, développé pour expliquer les résultats dans l'hélium liquide et récemment utilisé pour démontrer la superfluidité dans les condensats de Bose-Einstein atomiques.

Une situation encore plus intéressante se réalise lorsque le superfluide polaritonique s'écoule à haute vitesse contre un obstacle de taille supérieure à sa longueur de cicatrisation (healing length) : la superfluidité est alors cassée et une riche variété de phénomènes tels que la formation de vortex quantifiés et de solitons est prévu par la théorie [3]. Dans une expérience récente, nous avons observé la transition de la superfluidité à l'émission turbulente de vortex et à la nucléation de solitons sombres grâce à l'interaction du fluide polaritonique avec un défaut [4].

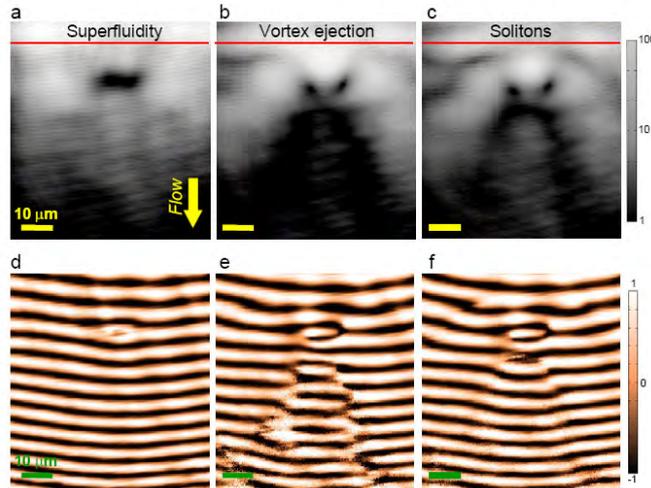


Fig. 2. (a), (b), (c) Images de l'espace réel d'un superfluide polaritonique rencontrant dans son écoulement un obstacle de  $10\mu\text{m}$  de diamètre. (a) Régime superfluide (b) Régime turbulent caractérisé par l'émission de paires des vortex. (c) Formation de deux solitons sombres obliques.

(d), (e), (f) Interférogrammes, mettant en évidence une phase constante et bien définie dans le régime superfluide (d), l'apparition de dislocations de phase dans le régime turbulent (e) et les sauts de phase caractéristiques des solitons (f).

L'ensemble de ces résultats montre que les polaritons constituent un système idéal pour l'étude des propriétés des fluides quantiques

#### RÉFÉRENCES

- [1] A. Amo, D. Sanvitto, F. P. Laussy, D. Ballarini, et al., *Nature* 457, 291 (2009).
- [2] A. Amo, J. Lefrère, S. Pigeon, C. Adrados, et al., *Nature Phys.* 5, 805 (2009).
- [3] S. Pigeon, I. Carusotto and C. Ciuti, *Phys. Rev. B.* 83, 144513 (2011).
- [4] A.Amo et al, [arXiv:1101.2530](https://arxiv.org/abs/1101.2530) (Science, accepted)

## Intrication de deux atomes par blocage de Rydberg

A. Browaeys<sup>1</sup>, A. Gaëtan<sup>1</sup>, C. Evellin<sup>1</sup>, P. Grangier<sup>1</sup>, J. Wolters, Y. Miroshnychenko<sup>1</sup>, T. Wilk<sup>1</sup>, A. Chotia<sup>2</sup>, M. Viteau<sup>2</sup>, D. Comparat<sup>2</sup>, and P. Pillet<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, Campus Polytechnique, RD 128, 91127 Palaiseau cedex, FRANCE

<sup>2</sup>Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Univ Paris-Sud, Bâtiment 505, Campus d'Orsay, 91405 Orsay cedex, FRANCE.

[Antoine.browaeys@institutoptique.fr](mailto:Antoine.browaeys@institutoptique.fr)

### RÉSUMÉ

Cette présentation détaillera l'observation expérimentale du blocage de Rydberg entre deux atomes piégés dans des pinces optiques et son utilisation pour intriquer les deux atomes.

**MOTS-CLEFS :** *intrication - Rydberg - atome unique - pince optique*

Lorsque deux systèmes quantiques interagissent fortement, leur excitation simultanée par un même laser peut être interdite: c'est ce que l'on appelle le blocage de l'excitation. De nombreux travaux ont été récemment dédiés à l'étude du blocage de Rydberg entre atomes. Ce blocage apparaît du fait du moment dipolaire électrique très élevé des atomes lorsqu'ils sont portés dans un état de Rydberg. Ce blocage a été proposé comme outil de base pour le contrôle de l'interaction entre deux atomes avec des applications au traitement quantique de l'information ou aux simulations quantiques [1,2]. Il peut être utilisé pour générer de l'intrication entre un grand nombre d'atomes de manière déterministe.

Cette présentation décrira la démonstration expérimentale du blocage de Rydberg entre deux atomes piégés dans deux pinces optiques séparées de 4  $\mu\text{m}$  [3]. Les atomes de rubidium 87 sont préparés dans l'état  $|\uparrow\rangle = |F=2, M=2\rangle$ , puis excités dans l'état de Rydberg  $58d_{3/2}, |r\rangle$ , par une transition à deux photons. Dans le régime de blocage, les deux atomes ne peuvent pas être excités simultanément.

Comme conséquence de ce blocage, les deux atomes sont excités dans un état intriqué de la forme  $(|r, \uparrow\rangle + e^{i\phi} |\uparrow, r\rangle) / \sqrt{2}$ , où  $\phi$  est une phase qui dépend de la position des atomes. La signature de la production de cet état réside dans l'augmentation de la fréquence de Rabi de la probabilité d'excitation de l'un des deux atomes seulement par rapport au cas où un seul atome est présent. La présentation détaillera la démonstration expérimentale de cet effet.

L'état intriqué ainsi obtenu a une durée de vie courte car les atomes ne sont pas piégés lorsqu'ils sont dans l'état de Rydberg. Nous avons donc transféré l'état de Rydberg  $|r\rangle$  vers un deuxième état hyperfin fondamental  $|\downarrow\rangle = |F=1, M=1\rangle$  afin d'obtenir l'état de Bell  $(|\downarrow, \uparrow\rangle + |\uparrow, \downarrow\rangle) / \sqrt{2}$ . Nous avons analysé la quantité d'intrication ainsi produite par des rotations Raman sur les deux atomes. Nous avons mesuré une fidélité de l'état à deux atomes par rapport à l'état de Bell de 0.74, ce qui confirme la nature quantique des corrélations [4].

### REFERENCES

[1] D. Jaksch, *et al.*, « Fast quantum gates for neutral atoms », Phys. Rev. Lett. **85**, 2208 (2000).

- [2] M. D. Lukin, *et al.*, « Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic atomic ensembles », *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037901 (2001).
- [3] A. Gaëtan, *et al.*, « Observation of collective excitation of two individual atoms in the Rydberg blockade régime », *Nature Physics* **5**, 115 (2009).
- [4] T. Wilk, *et al.*, “Entanglement of two individual neutral atoms using Rydberg blockade”, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 010502 (2010).

# SOURCE DE PAIRES DE PHOTONS INTRIKUÉES À BASE DE BOITES QUANTIQUES UNIQUE. ETAT ACTUEL ET DEFIS

**Alexios Beveratos**

*Laboratoire de Photonique et Nanostructure, Route de Nozay, 91460 Marcoussis*

alexios.beveratos@lpn.cnrs.fr

## RÉSUMÉ

Nous presenterons les avancés et les défis dans la réalisation de paires de photons intriqués à la demande à partir de boites quantiques semiconductrices

**MOTS-CLEFS :** *photons intriqués, boites quantiques*

## 1.INTRODUCTION

Les sources de paires de photons intriqués à la demande sont une ressource nécessaire pour le traitement quantique de l'information, ainsi que pour la réalisation de communications quantiques à longue distance en implémentant des relais quantiques. Bien que de nombreuses démonstrations en information quantique sont réalisées avec des paires de photons paramétriques, ceci ne peut être utilisé dans des protocoles nécessitant une haute fidélité ainsi qu'un débit élevé. En effet, la création d'une paire de photon intriqué étant de nature probabiliste, la probabilité d'en créer deux paires par impulsion d'excitation n'est faible que si la probabilité d'en créer une est négligeable. Il est donc nécessaire de développer de nouvelles sources de paires de photons intriqués à la demande.

## 2.LES REALISATIONS

Les boites quantiques en semiconducteurs sont des candidats de choix afin d'en faire une source intégrée. Or de tels systèmes, bien que idéal en théorie, ne produisent pas des paires de photons intriqués à cause des divers phénomènes déphasant. Plus particulièrement, la levée de dégénérescence du niveau excitonique (FSS), produit à une indiscernabilité de chemin, limitant le degré d'intrication. Plusieurs développements technologiques [1,2, 3] ont permis de s'en affranchir et ont abouti à la démonstration de l'émission de paires de photons intriqués. [4,5]. Dans les expériences mentionnées ci-dessus, le taux de collection des paires de photons reste faible, ne permettant pas d'obtenir un avantage compétitif par rapport aux sources de paires de photons paramétriques. Dernièrement, une source de paires de photons intriqués ayant une forte brillance a été démontrée par le LPN [6].

## 3.LES DEFIS

Néanmoins les défis à relever afin que de telles sources deviennent utilisables restent nombreux. Premièrement, il est nécessaire de concevoir des cavités permettant de s'affranchir de l'accord spectral contraignant des cavités à fort facteur de qualité [7]. Deuxièmement, il faut concevoir des boites quantiques émettant aux longueurs d'onde des télécommunications [8,9], et finalement il sera crucial d'améliorer la fidélité des paires de photons réalisés jusqu'à présent [9].

## CONCLUSION.

En conclusion, les boites quantiques sont de très bons candidats pour la réalisation de paires de photons intriqués à la demande nécessaire aux protocoles d'information quantique, mais un travail important doit être effectué avant d'en pouvoir bénéficier.

RÉFÉRENCES

- [1] R. J. Young, R. M. Stevenson<sup>1</sup>, A. J. Shields<sup>1</sup>, P. Atkinson<sup>2</sup>, K. Cooper<sup>2</sup>, D. A. Ritchie<sup>2</sup>, K. M. Groom<sup>3</sup>, A. I. Tartakovskii<sup>3</sup>, and M. S. Skolnick<sup>3</sup> Phys. Rev. B 72, 113305 (2005)
- [2] A. J. Bennett, M. A. Pooley, R. M. Stevenson, M. B. Ward, R. B. Patel, A. Boyer de la Giroday, N. Sköld, I. Farrer, C. A. Nicoll, D. A. Ritchie & A. J. Shields Nature Physics 6, 947 (2010).
- [3] M. Larqué, I. Robert-Philip, and A. Beveratos PRA 77, 042118 (2008)
- [4] R. M. Stevenson, R. J. Young, P. Atkinson, K. Cooper, D. A. Ritchie and A. J. Shields Nature 439, 179 (2006)
- [5] N. Akopian, N. H. Lindner, E. Poem, Y. Berlatzky, J. Avron, and D. Gershoni D. Gerardot and P. M. Petroff PRL 96, 130501 (2006)
- [6] A. Dousse, J. Suffczynski, A. Beveratos, O. Krebs, A. Lemaître, I. Sagnes, J. Bloch, P. Voisin, P. Senellart, Nature 466, 217 (2010)
- [7] I. S. Maksymov, M. Besbes, J.-P. Hugonin, J. Yang, A. Beveratos, I. Sagnes, I. Robert-Philip, P. Lalanne, Phys. Rev. Lett. 105, 180502 (2010)
- [8] R. Hostein, A. Michon, G. Beaudoin, N. Gogneau, G. Patriarche, J.-Y. Marzin, I. Robert-Philip, I. Sagnes, A. Beveratos, Appl. Phys. Lett. 93, 073106 (2008)
- [9] D. Elvira *et.al.* submitted

## Enhanced and directional fluorescence emission from molecules in a nanoaperture antenna

H. Aouani<sup>1</sup>, O. Mahboub<sup>2</sup>, E. Devaux<sup>2</sup>, N. Bonod<sup>1</sup>, E. Popov<sup>1</sup>, H. Rigneault<sup>1</sup>, T.W. Ebbesen<sup>2</sup>, J. Wenger<sup>1</sup>

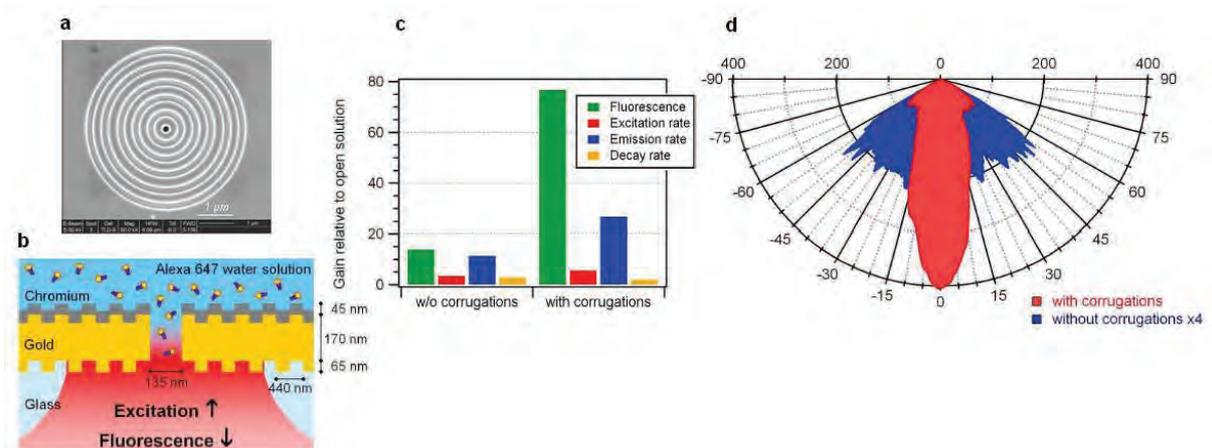
1. Institut Fresnel, Aix-Marseille Université, CNRS, Ecole Centrale Marseille, Campus de St Jérôme, 13397 Marseille, France

2. Institut de Science et d'Ingénierie Supramoléculaires, Université de Strasbourg, CNRS, 8 allée G. Monge, 67000 Strasbourg, France  
[jerome.wenger@fresnel.fr](mailto:jerome.wenger@fresnel.fr)

Controlling the fluorescence emission from nanoscale quantum emitters such as single molecules is a key element for a wide range of applications, from efficient analytical sensing to quantum information processing. Enhancing the fluorescence intensity and narrowing the emission directivity are both essential features to achieve a full control of fluorescence, yet this is rarely obtained simultaneously with optical nanoantennas.

Here we report that gold nanoapertures surrounded by periodic corrugations transform standard molecules into bright unidirectional fluorescence sources [1] (Fig. 1a & 1b). We obtain enhancement factors of the fluorescence rate per molecule up to 75 fold (Fig. 1c) simultaneously with a directional emission of the fluorescence into a narrow angular cone into a cone of  $\pm 15^\circ$  in the direction normal to the sample plane (Fig. 1d). The bright emission and narrow directionality enable the detection of single molecules with a low numerical aperture objective, and improve the effectiveness of fluorescence-based applications.

We thoroughly quantify the increased light-matter coupling as well as the radiation pattern intensity. Our study also demonstrates efficient detection of single fluorescent molecules using a simple 0.5 NA water immersion objective, or equivalently a 0.4 NA dry air objective. This releases the need for high NA microscope objectives. Another remarkable point is that the structure is insensitive to the incoming polarization direction. We believe that the present demonstration is of high relevance for the development of advanced single molecule sensing, bright single-photon sources for quantum information processing, and light emitting devices.



**Fig. 1** (a) Scanning electron microscopy image of the fabricated nanoaperture with five corrugations. (b) Configuration to enhance and control the fluorescence emission of molecules diffusing in the central aperture. (c) Contribution of excitation and emission gains to the overall fluorescence enhancement. (d) Angular radiation patterns in the polar angle, the intensity is calculated back to average signal per molecule.

### References

[1] H. Aouani, O. Mahboub, N. Bonod, E. Devaux, E. Popov, H. Rigneault, T.W. Ebbesen, J. Wenger, "Bright unidirectional fluorescence emission of molecules in a nanoaperture with plasmonic corrugations", *Nano Letters* 11, 637-644 (2011).

## IMAGERIE ET SPECTROSCOPIE DE FLUORESCENCE PAR ILLUMINATION NON RADIATIVE : COMMENT BRISER LA LIMITE DE DIFFRACTION

**Pascale Winckler & Rodolphe Jaffiol**

*Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique, LRC CEA, CNRS UMR 6279 - STMR, Institut Charles Delaunay, Université de Technologie de Troyes, 12 rue Marie Curie, BP 2060, 10 010 Troyes cedex, France*

rodolphe.jaffiol@utt.fr

### RÉSUMÉ

Nous proposons une nouvelle méthode d'illumination locale basée sur une activation du substrat, permettant de sonder des échantillons biologiques à l'échelle nanométrique. Cette illumination locale est obtenue via un transfert d'énergie non radiatif. Nous démontrons la potentialité de cette nouvelle technique à travers deux exemples d'application : l'imagerie des points d'adhésion d'une cellule sur une surface et la spectroscopie de corrélation de fluorescence dans un volume de taille nanométrique.

**MOTS-CLEFS :** *Spectroscopie de corrélation de fluorescence, molécule unique, imagerie cellulaire, adhésion cellulaire.*

### 1. INTRODUCTION

S'affranchir de la limite imposée par la diffraction en microscopie optique motive de plus en plus la communauté de la biologie [1,2]. Les enjeux dans ce domaine sont importants, en particulier à l'échelle cellulaire où un grand nombre de problématiques nécessite de sonder très localement les cellules. A travers les récentes publications scientifiques, on peut différencier les nouvelles techniques proposées en fonction de leurs finalités : celles uniquement dédiées à l'imagerie à haute résolution, comme le PALM (Photoactivation Localization Microscopy), et celles qui combinent imagerie et spectroscopie locale, comme le STED (Stimulated Emission Depletion). Le développement instrumental que nous proposons actuellement à la communauté de la biologie offre la possibilité de produire une nano-source de lumière permettant à la fois de faire de l'imagerie et la spectroscopie à l'échelle nanométrique. Le schéma que nous proposons est le suivant : l'excitation de l'échantillon ne se fait pas directement à l'aide d'un faisceau laser, mais via un transfert d'énergie non radiatif [3].

### 2. EXCITATION PAR TRANSFERT NON RADIATIF : VERS UNE ILLUMINATION LOCALE

La technique que nous proposons repose uniquement sur une nouvelle architecture du substrat, compatible avec une observation de fluorescence conventionnelle, par exemple à l'aide d'un microscope grand champ ou confocal. Cette technique vise à réduire, jusqu'à des dimensions nanométriques ( $\leq 10\text{nm}$ ), la taille du volume d'observation en microscopie de fluorescence et en spectroscopie de fluorescence. Pour cela, on propose de suivre une voie originale : elle repose sur une "activation" du substrat via une fonctionnalisation de surface à l'aide de nano-objets luminescents, par exemple des boîtes quantiques (QDs). La surface des lamelles couvre-objet est recouverte d'un film de PMMA, fortement dopé en QDs, d'environ 10nm d'épaisseur. Afin de s'affranchir de la limite imposée par la diffraction, l'excitation de l'échantillon ne se fait pas directement avec une source laser focalisée, mais via un transfert d'énergie non radiatif de type

FRET (Förster Resonant Energy Transfer), des nano-objets présents sur la surface, autrement dit des QDs vers des fluorophores dispersés dans l'échantillon biologique. En raison de la portée nanométrique du transfert d'énergie, ce choix original d'illumination ouvre la possibilité de détecter des espèces chimiques avec une très grande résolution spatiale. Ainsi, cette illumination à l'échelle nanométrique peut être atteinte tout simplement en modifiant la surface de l'échantillon. Le substrat ainsi modifié apporte au microscope de nouvelles capacités, comme celle permettant d'observer sélectivement les points d'adhésion d'une cellule vivante sur un substrat (Fig. 1).

### 3. APPLICATIONS EN BIOLOGIE

La première application de notre technique d'illumination locale est l'imagerie des points d'adhésion cellulaire. L'adhésion cellulaire résulte essentiellement de la formation de liaisons spécifiques entre la membrane de la cellule et le substrat. L'adhésion cellulaire conduit souvent à des modifications morphologiques très importantes de la cellule. Ces modifications sont par exemple un aplatissement marqué de la cellule et l'apparition de protrusions, comme des lamellipodes et des filopodes. On observe très bien les points d'adhésion au niveau des filopodes qui entourent la cellule imagée sur la Figure 1.

Dans le domaine de détection de molécule unique en solution par FCS (Fluorescence Correlation Spectroscopy), l'un des enjeux à l'heure actuelle est de rendre accessible la gamme de concentration micromolaire ( $\mu\text{M}$ ) [2]. En effet, la FCS conventionnelle (i.e. sur la base d'un microscope confocal) ne permet pas de détecter des espèces chimiques présentes à des concentrations dépassant la centaine de nanomole par litre ( $>100 \text{ nM}$ ). Nous avons montré à l'aide de notre technique qu'il est possible de réduire la taille du volume d'observation, typiquement jusqu'à 1 attolitre. Ainsi, il est possible d'étudier par FCS la diffusion de molécule dans des systèmes très concentrée.

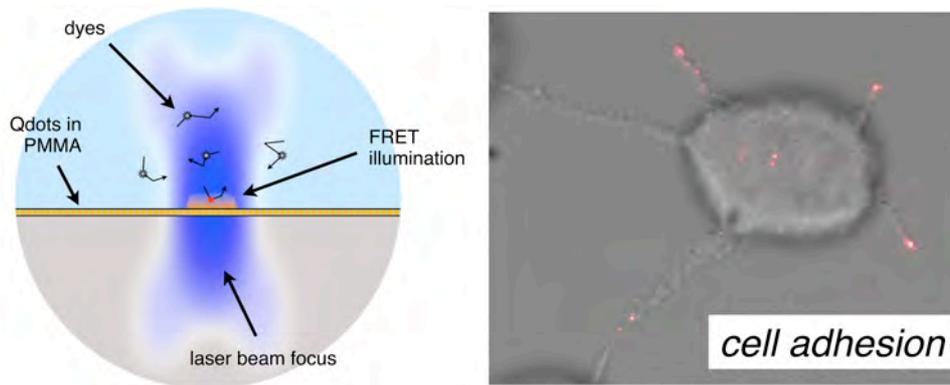


Fig. 1 : Illustration de notre technique l'illumination locale via un transfert d'énergie non radiatif (noté FRET sur la figure). A gauche l'image d'une cellule sur une surface où apparaissent en rouge les points de contacts avec le substrat.

### RÉFÉRENCES

- [1] B. Huang, M. Bates, X. Zhuang, "Super-resolution fluorescence microscopy", *Annu. Rev. Biochem.*, vol 78, p993-1016, 2009.
- [2] J. Wenger, H. Rigneault, "Photonic Methods to Enhance Fluorescence Correlation Spectroscopy and Single Molecule Fluorescence Detection", *Int. J. Mol. Sci.*, vol 11, p206-221, 2010.
- [3] P. Winckler, R. Jaffiol, J. Plain, P. Royer, "Nonradiative excitation fluorescence: probing volume down to the attolitre", *J. of Phys. Chem. Letters*, vol 1, n° 16, p2451-2454, 2010.

**NANOPARTICULES DE DIAMANT FLUORESCENTES: MARQUEURS  
PHOTOSTABLES POUR L'ÉTUDE FONCTIONNELLE DES ÉPINES  
DENDRITIQUES DE NEURONES CORTICAUX DE SOURIS EN CULTURE**

**Marie-Pierre Adam<sup>1</sup>, Aude-Marie Lepagnol-Bestel<sup>2</sup>, Yan-Kai Tzeng<sup>3</sup>, Géraldine Dantelle<sup>4</sup>,  
Huan-Cheng Chang<sup>3</sup>, François Treussart<sup>1</sup> et Michel Simonneau<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, CNRS UMR8537, Ecole Normale Supérieure de Cachan, F-94235 Cachan cedex*

<sup>2</sup> *Centre de Psychiatrie et Neurosciences, INSERM U894, Université Paris Descartes, F-75014 Paris*

<sup>3</sup> *Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR7643, Ecole Polytechnique, F-91128 Palaiseau cedex*

<sup>4</sup> *Institute of Atomic and Molecular Sciences, Academia Sinica, Taipei 106, Taiwan*

francois.treussart@ens-cachan.fr

**RÉSUMÉ**

Des anomalies de plasticité et de morphologie des épines dendritiques neuronales sont retrouvées dans plusieurs pathologies neuro-psychiatriques. L'identification de ces anomalies peut être faite en étudiant le trafic de macromolécules par microscopie de fluorescence. Pour cela, nous proposons d'utiliser des nanoparticules de diamant fluorescentes (taille < 50 nm), en tirant profit de leur photostabilité parfaite et de possibilités variées de fonctionnalisation de surface permettant un ciblage spécifique. Nous présentons des résultats préliminaires sur la localisation de nanodiamants fluorescents ayant pénétré spontanément dans des neurones corticaux de souris maintenus en culture primaire.

**MOTS-CLEFS :** *nanodiamant; centre coloré; neurone; imagerie de fluorescence.*

**1. INTRODUCTION**

Le développement et l'utilisation de nanoparticules de diamant fluorescentes (fNDs) pour l'imagerie des cellules et du petit animal est un domaine de recherche en plein essor [1]. La fluorescence des nanoparticules provient des centres colorés azote-lacune (NV) qu'elles contiennent, et qui ont plusieurs propriétés remarquables, dont celle d'être parfaitement photostable à température ambiante. Alors que l'azote est naturellement présent dans le diamant, les lacunes sont créées par irradiation avec un faisceau de particules énergétiques. Plusieurs techniques de production en masse ont été mises au point [2, 3], aboutissant à des quantités suffisantes pour être utilisées en bioimagerie.

Il a été ainsi établi que les NDs pénètrent dans des cellules en culture par endocytose [4], et que leur déplacement intracellulaire peut être suivi sur le long terme [2]. À l'instar des nanocristaux semi-conducteurs, très utilisés pour l'étude du fonctionnement synaptique [5] en raison de leur forte brillance et de leur photostabilité, les fNDs sont aussi adaptés à ce type d'étude, présentant l'atout complémentaires d'une chimie de surface versatile [6]. Dans cette perspective, nous présentons de premiers résultats sur l'imagerie de nanodiamants fluorescents internalisés dans des neurones corticaux de souris maintenus en culture primaire et sur leur distribution intracellulaire.

**2. MATÉRIEL ET MÉTHODES**

Les neurones sont prélevés dans le cortex d'un embryon de souris gestante E15.5, dissociés puis mis en contact pendant 20 min. avec les fNDs dans un tube à essai. Ils sont mis en culture sur des lamelles en verre placées au fond de boîtes de culture, puis fixés au bout de 5 jours avec du paraformaldéhyde. La protéine post-Golgi TGN38 (*trans-Golgi network protein*) est ensuite marquée avec FITC par histochimie. Le compartiment post-Golgi est susceptible de prendre en charge les fNDs au moment de leur internalisation. Les fNDs sont obtenus selon le procédé de la réf.[2] (taille  $\simeq$  35 nm). Les observations de fluorescence sont faites à l'aide d'une microscopie confocale "maison" disposant de détecteurs en

régime de comptage de photons [4], et de deux lasers continus aux longueurs d'onde d'excitation 488 nm pour le FITC (détection avec un filtre passe-bande à 535 nm de largeur 40 nm), et 561 nm pour le centre NV (détection avec un filtre passe-bande à 697 nm, de largeur 75 nm).

### 3. RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

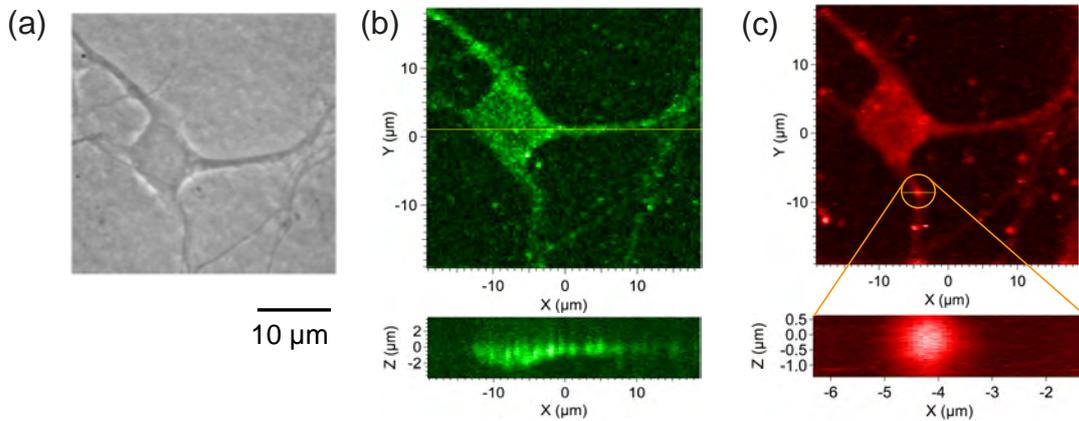


FIGURE 1 : Neurone cortical de souris : incubation de 20 min avec des fNDs, fixation après 5 jours de culture, et marquage de la protéine TGN38 par FITC. (a) Image en contraste de phase. (b) Image en microscopie confocale de la fluorescence de FITC, balayage du haut (bas) dans le plan  $(x, y)$  (plan  $(x, z)$  sur la ligne  $y = 1046$  nm, resp.). (c) Balayage confocal dans la bande de détection de la fluorescence du centre NV.

La coupe  $(x, z)$  de la fig. 1(b) ( $y = 1046$  nm) est parallèle à une dendrite. La fluorescence de FITC-TGN38 montre que l'épaisseur du corps cellulaire est  $\simeq 2 \mu\text{m}$  et de la dendrite  $\simeq 800$  nm, limitée par la profondeur de champ. Les TGN38 sont situés à une profondeur de  $z \simeq -200$  nm. Le cercle de la fig.1(c) entoure un spot associé à un fND situé au niveau de la dendrite inférieure, à une profondeur  $z \simeq -210$  nm compatible avec sa localisation intra-dendritique. Ce résultat est confirmé pour  $\simeq 20$  cellules étudiées.

### CONCLUSION

Nous observons que les nanodiamants pénètrent spontanément dans les neurones, mais beaucoup moins efficacement que dans des cellules cancéreuses [4]. En revanche, on peut détecter les fNDs dans des compartiments distaux telles les dendrites, ce qui signifie qu'ils ont été pris en charge par des complexes protéiques impliqués dans le trafic dendritique. Nous avons montré qu'il ne s'agit pas de compartiments post-Golgi. Nous étudions maintenant quel compartiment et quel trafic sont impliqués dans cette localisation dendritique des NDs, par observation de cultures vivantes.

### RÉFÉRENCES

- [1] H.-C. Chang, "Development and Use of Fluorescent Nanodiamonds as Cellular Markers," in *Nanodiamonds*, D. Ho, Ed. Springer, 2010, pp. 127–150.
- [2] Y.-R. Chang and *et al.*, "Mass production and dynamic imaging of fluorescent nanodiamonds," *Nature Nanotechnology*, vol. 3, pp. 284–288, 2008.
- [3] G. Dantelle and *et al.*, "Efficient production of NV colour centres in nanodiamonds using high-energy electron irradiation," *Journal of Luminescence*, vol. 130, pp. 1655–1658, 2010.
- [4] O. Faklaris and *et al.*, "Photoluminescent Diamond Nanoparticles for Cell Labeling : Study of the Uptake Mechanism in Mammalian Cells," *ACS Nano*, vol. 3, pp. 3955–3962, 2009.
- [5] F. Pinaud, S. Clarke, A. Sittner, and M. Dahan, "Probing cellular events, one quantum dot at a time," *Nature Methods*, vol. 7, pp. 275–285, 2010.
- [6] T. Meinhardt, D. Lang, H. Dill, and A. Krueger, "Pushing the Functionality of Diamond Nanoparticles to New Horizons : Orthogonally Functionalized Nanodiamond Using Click Chemistry," *Advanced Functional Materials*, vol. 21, pp. 494–500, 2010.

# IMPULSIONS ATTOSECONDES ET OPTIQUE EXTRÊMEMENT NON-LINÉAIRE

Yann Mairesse

<sup>1</sup> CELIA, UMR 5107 (Université Bordeaux I, CNRS, CEA), 351 cours de la libération, 33405 Talence Cedex

mairesse@celia.u-bordeaux1.fr

## RÉSUMÉ

La génération d'harmoniques d'ordre élevé permet de produire des impulsions lumineuses attosecondes. Nous exposerons les mécanismes à l'oeuvre dans ce processus, les méthodes de caractérisations des impulsions attosecondes, et passerons en revue quelques unes de leurs applications. Nous présenterons également une utilisation alternative de la génération d'harmoniques dans laquelle le processus de génération sert à révéler la structure du milieu émetteur ainsi que ses dynamiques aux échelles femtoseconde et attoseconde.

**MOTS-CLEFS :** *impulsions attosecondes, dynamiques ultra-rapides, spectroscopie moléculaire*

## 1. INTRODUCTION

Les impulsions lumineuses ultra-brèves sont les outils de prédilection pour étudier la dynamique de processus ultra-rapides dans la matière, par des expériences de type pompe-sonde. La résolution temporelle de ces expériences est limitée par la durée des impulsions employées. Les durées des lasers visibles ou infrarouges les plus brefs atteignent actuellement quasiment le cycle-optique (2.6 fs à 800 nm). Des phénomènes encore plus rapides existent dans la matière : processus électroniques de coeur au sein des atomes, relaxations électroniques dans les solides, transferts de charge au sein des molécules... Ils se déroulent à l'échelle sub-femtoseconde, et sont inaccessibles aux impulsions laser les plus brèves. Pour les étudier, il faut générer des impulsions attosecondes ( $1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$ ) [1].

Pour produire des impulsions brèves, il est nécessaire de disposer d'une source lumineuse dont le spectre est large. La génération d'harmoniques d'ordre élevé, qui a lieu lorsque l'on focalise une impulsion laser femtoseconde à des éclaircissements de l'ordre de  $10^{14} \text{ W/cm}^2$  dans un jet de gaz rare, est une source large bande cohérente dans l'UVX [2, 3]. Le spectre obtenu est constitué d'harmoniques impaires du fondamental et présente une zone d'amplitude quasiment constante, le plateau, suivi d'une brusque coupure. Ce phénomène a été découvert à la fin des années 1980. Depuis, des spectres harmoniques s'étendant sur plusieurs centaines d'eV voire au keV ont été produits, ce qui correspond à des durées potentiellement accessibles de l'ordre de quelques attosecondes.

La génération d'harmoniques d'ordre élevé peut être employée de deux manières complémentaires pour mesurer des dynamiques ultra-rapides. D'une part, il est possible de produire des impulsions optiques attosecondes, que l'on refocalise dans le milieu cible où elles initient ou sondent une dynamique. Une approche alternative est apparue ces dernières années : la spectroscopie optique extrêmement non-linéaire, dans laquelle des paquets d'électrons attosecondes accélérés par le champ laser sondent la structure du milieu générateur. Nous présenterons chacune de ces approches, ainsi que des exemples d'application.

## 2. IMPULSIONS LUMINEUSES ATTOSECONDES : PRODUCTION, CARACTÉRISATION ET UTILISATION

La génération d'harmoniques d'ordre élevé produit a priori naturellement des impulsions attosecondes sous la forme de trains d'impulsions. Cela peut être compris en analysant le mécanisme de production des harmoniques (Fig. 1) : dans un premier temps, la barrière coulombienne est abaissée par

le champ laser intense, permettant une ionisation tunnel. L'électron ainsi libéré est accéléré dans le champ laser, et peut revenir sur l'ion parent. Il se recombine alors, émettant une impulsion UVX. Ce mécanisme est périodique et produit donc un train d'impulsions attosecondes séparés d'une demi-période laser, dont le spectre est constitué des harmoniques impaires du fondamental.

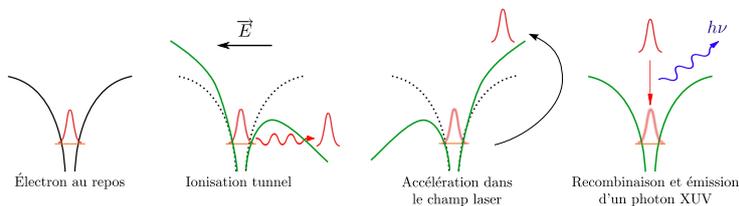


FIGURE 1 : Modèle de la génération d'harmoniques d'ordre élevé.

La caractérisation temporelle expérimentale des impulsions attosecondes est délicate en raison du domaine spectral qu'elles occupent : l'ultra-violet lointain. Les techniques habituellement utilisées dans le visible reposent en effet sur l'utilisation de cristaux non-linéaires, ou de modulateurs de phase. Ces éléments n'ont pas d'équivalent direct dans l'UVX, et la simple transposition des méthodes existantes n'est donc pas aisée. En 2001, deux techniques ont été mises en oeuvre, ouvrant la voie à la métrologie attoseconde. Toutes deux sont basées sur l'ionisation d'un gaz par l'impulsion à caractériser, en présence d'un champ laser additionnel. Dans un cas le champ laser était relativement intense et jouait le rôle de *caméra à balayage de fente attoseconde*, permettant la mesure d'une impulsion isolée de 650 as [4]. Dans l'autre cas le champ était plus faible, donnant accès à une *mesure interférométrique* des phase spectrales des harmoniques (méthode RABBITT) permettant de reconstruire un train d'impulsions de 250 as [5]. En fait ces techniques peuvent être considérées comme des cas particuliers d'une méthode générale de caractérisation d'impulsions attosecondes dans laquelle les impulsions UVX sont converties en un paquet d'électrons attosecondes en photoionisant un gaz, et où le champ laser additionnel joue le rôle de modulateur de phase ultrarapide. La métrologie attoseconde se ramène alors à un cas particulier de mesure FROG (Frequency Resolved Optical Gating), bien connue en optique, et qui a reçu le nom de FROG CRAB (Complete Reconstruction of Attosecond Bursts) [6]. FROG CRAB est devenue la méthode standard pour la mesure d'impulsions attosecondes isolées comme de trains d'impulsions attosecondes. Une fois les premières mesures d'impulsions réalisées, une étape importante du développement de l'optique attoseconde a été le contrôle de ces impulsions. Différentes méthodes de contrôle spectral et temporel ont été réalisées.

Les impulsions attosecondes étant contrôlées et caractérisées, de premières expériences d'application ont été proposées et réalisées. Nous établirons un panorama des applications réalisées jusqu'à présent en physique atomique, moléculaire et physique des solides, et discuterons des perspectives futures de métrologie attoseconde optique.

### 3. SPECTROSCOPIE OPTIQUE EXTRÊMEMENT NON-LINÉAIRE

En 2004, un nouveau domaine d'application de la génération d'harmonique a été ouvert : la spectroscopie optique extrêmement non-linéaire. En spectroscopie optique non-linéaire, des informations sur la structure et la dynamique d'un milieu peuvent être extraites. Le même principe peut être transposé au cas de la génération d'harmoniques, processus extrêmement non-linéaire. Ainsi, une reconstruction tomographique de l'orbitale la plus haute occupée du diazote a été effectuée [7]. L'importante sensibilité de la génération d'harmoniques peut être comprise en examinant le mécanisme de génération : l'émission lumineuse est produite lors de la recombinaison radiative d'un paquet d'ondes électronique attoseconde avec l'ion parent (Fig. 1). La longueur d'onde de de Broglie des électrons se recombinaison est de l'ordre de l'Angström, et ces électrons constituent donc une sonde précise du milieu générateur.

A l'échelle femtoseconde, la spectroscopie optique extrêmement non-linéaire a été utilisée pour mesurer des paquets d'ondes rotationnels dans diverses molécules, des paquets d'ondes vibrationnels,

des dissociations moléculaires [8]... Nous exposerons les avantages notables qu'elle présente par rapport aux techniques de spectroscopie femtoseconde conventionnelles.

A l'échelle attoseconde, cette spectroscopie peut être utilisée pour révéler une éventuelle dynamique de la molécule entre ionisation et recombinaison. La figure 2 présente un exemple dans le cas du diazote. Après ionisation, le trou laissé dans la molécule évolue sous l'action du champ laser. L'analyse fine du rayonnement émis, combinée à une analyse théorique poussée, permet de reconstruire la forme du trou lors de l'ionisation, qui est difficile à prévoir théoriquement [9, 10]. L'extension de ce type de mesures à des systèmes plus complexes permettrait de mesurer les transferts de charge après ionisation.

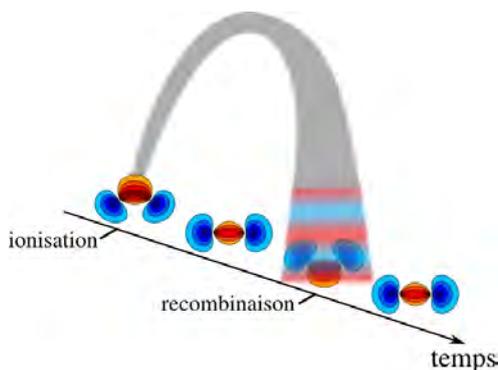


FIGURE 2 : Dynamique du trou dans une molécule de diazote entre ionisation et recombinaison radiative.

### CONCLUSION

La génération d'harmoniques d'ordre élevé a connu deux révolutions ces dix dernières années : l'avènement de la physique attoseconde, et la spectroscopie optique extrêmement non-linéaire. Ces deux approches sont complémentaires et devraient permettre d'observer une large gamme de phénomènes à des échelles de temps jusqu'alors inaccessibles.

### RÉFÉRENCES

- [1] F. Krausz and M. Ivanov, "Attosecond physics," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 81, p. 163, 2009.
- [2] A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. S. Luk, I. McIntyre, K. Boyer, and C. K. Rhodes, "Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 4, p. 595, 1987.
- [3] M. Ferray, A. L'Huillier, X. F. Li, L. A. Lompré, G. Mainfray, and C. Manus, "Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases," *J. Phys. B*, vol. 21, p. L31, 1988.
- [4] M. Hentschel, R. Kienberger, C. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher, and F. Krausz, "Attosecond metrology," *Nature*, vol. 414, p. 509, 2001.
- [5] P. M. Paul, E. S. Toma, P. Breger, G. Mullot, P. Balcou, H. G. Muller, and P. Agostini, "Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation," *Science*, vol. 292, p. 1689, 2001.
- [6] Y. Mairesse and F. Quéré, "Frequency-resolved optical gating for complete reconstruction of attosecond bursts," *Phys. Rev. A*, vol. 71, no. 1, p. 011401, 2005.
- [7] J. Itatani, J. Levesque, D. Zeidler, H. Niikura, H. Pepin, J. C. Kieffer, P. B. Corkum, and D. M. Villeneuve, "Tomographic imaging of molecular orbitals," *Nature*, vol. 432, no. 7019, p. 867, 2004.
- [8] J. Marangos, S. Baker, N. Kajumba, J. Robinson, J. Tich, and R. Torres, "Dynamic imaging of molecules using high order harmonic generation," *Phys. Chem. Chem. Phys.*, vol. 10, p. 35, 2008.
- [9] O. Smirnova, Y. Mairesse, S. Patchkovskii, N. Dudovich, D. Villeneuve, P. Corkum, and M. Y. Ivanov, "High harmonic interferometry of multi-electron dynamics in molecules," *Nature*, vol. 460, p. 972, 2009.
- [10] Y. Mairesse, J. Higué, N. Dudovich, D. Shafir, B. Fabre, E. Mevel, E. Constant, S. Patchkovskii, Z. Walters, M. Ivanov, and O. Smirnova, "High harmonic spectroscopy of multichannel dynamics in strong-field ionization," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, p. 213601, 2010.

**LE PROJET ILE APOLLON 10 PW :  
AVANCEES SUR LES CRISTAUX DE TITANE SAPHIR ET DE LBO**

**Jean Paul Chambaret**

*Directeur adjoint de ILE*  
*UMS 3205, ENSTA Batterie de L'Yvette*  
*91761 Palaiseau Cedex*  
*jean-paul.chambaret@ensta.fr*

Le projet français ILE APOLLON financé dans le cadre du CPER 2007- 2013 consiste à réaliser et à mettre à disposition de la communauté des physiciens des Ultra Hautes Intensités, un laser (APOLLON 10P) délivrant des impulsions d'une puissance crête de 10 PétaWatts ( $10^{16}$ W) à une cadence de 1tir par minute. L'énergie par impulsion est de 150 Joules et la durée de 15 femtosecondes. Après focalisation l'éclairement sur cible peut atteindre  $10^{24}$  W/cm<sup>2</sup>. Ces performances qui représentent un niveau 10 fois supérieur aux meilleures performances actuelles, nécessitent la résolution de nombreux verrous technologiques, dont certains sont liées à la réalisation de composants optiques cristallins de très grande dimension.

- Le milieu laser amplificateur nécessaire à amplifier de telles impulsions est le saphir dopé au Titane (Ti-Sa). Les plus grands diamètres n'excédaient pas à l'origine de ce projet 10 cm alors que le besoin en monocristaux de TiSa se situe plutôt autour de disques de 20 cm de diamètre. Nous décrirons les études et les recherches qui ont été mises en place pour atteindre ces objectifs, ainsi que le démarrage d'une filière française très prometteuse comme nouvel axe de croissance et de développement de ces cristaux de TiSa.

- Les lasers de pompage nécessaires à fournir l'énergie à ces cristaux sont des lasers nanoseconde à Néodyme Verre émettant dans l'infra rouge et qui doivent être doublés en fréquence, car le Tisa absorbe dans le vert. Les besoins sont de l'ordre de 200 Joules par faisceau à 532 nm et il est évident que le coût de ces lasers de grande dimension est très lié à l'énergie délivrée à 1064 nm. Au lieu d'utiliser des cristaux de KDP dont les rendements atteignent difficilement 50%, il serait souhaitable d'utiliser des cristaux de LBO avec lesquels des rendements supérieurs à 90% ont déjà été validés. Ces cristaux sont accessibles aujourd'hui sur des diamètres n'excédant pas 40 mm. Nous présenterons les récents résultats obtenus avec la société française Cristal Laser permettant d'envisager l'utilisation de cristaux de LBO de 65 mm capables de délivrer plus de 215 Joules à 532 nm à partir de 235 joules à 1064 nm soit avec un rendement supérieur à 90%.

## CAVITY OPTOMECHANICS: BACK-ACTION COOLING OF MECHANICAL OSCILLATORS

**Tobias J. Kippenberg**

*Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, CH-1015 Lausanne, Suisse*

tobias.kippenberg@epfl.ch

The mutual coupling of optical and mechanical degrees of freedom via radiation pressure has been a subject of interest in the context of quantum limited displacements measurements for Gravity Wave Detection for many decades, however light forces have remained experimentally unexplored in such systems. Recent advances in nano- and micro-mechanical oscillators have for the first time allowed the observation of radiation pressure phenomena in an experimental setting and constitute the emerging research field of Cavity Optomechanics [1].

Using on-chip micro-cavities that combine both optical and mechanical degrees of freedom in one and the same device [2], radiation pressure back-action of photons is shown to lead to effective cooling [3-6] of the mechanical oscillator mode using dynamical backaction, which has been predicted by Braginsky as early as 1969 [4]. This back-action cooling exhibits many close analogies to atomic laser cooling. For instance, it is shown theoretically that only in the resolved sideband regime, cooling to the quantum ground state is possible. With this novel technique the quantum mechanical ground state of a micromechanical oscillator can be reached. Using cryogenic precooling [7] to 600 mK the preparation of a micromechanical oscillator to only 2 quanta is shown, occupying the quantum ground state 50% of the time. Moreover it is possible in this regime to observe strong coupling in which the mechanical and optical mode hybridize. Moreover the optomechanical interaction allows unprecedented sensitivity of reading out mechanical motion, achieving an imprecision below the level of the zero point motion [8,9].

Optomechanical systems also offer entirely new means to control the light field. Using the recently discovered phenomenon of optomechanically induced transparency [10] it is possible to enable devices that store light in mechanical excitations, or create optical delay lines with unprecedented delay time. Recent highlights of the literature of some of the emerging applications of cavity optomechanics will be reviewed.

### REFERENCES

- [1] T. J. Kippenberg, K. J. Vahala, *Science* 321, 1172 (2008).
- [2] T. J. Kippenberg, H. Rokhsari, T. Carmon, A. Scherer, K. J. Vahala, *Physical Review Letters* 95, 033901 (2005).
- [3] V. B. Braginsky, S. P. Vyatchanin, *Physics Letters A* 293, 228 (2002).
- [4] V. B. Braginsky, *Measurement of Weak Forces in Physics Experiments*. (University of Chicago Press, Chicago, 1977).
- [5] A. Schliesser, P. Del'Haye, N. Nooshi, K. J. Vahala, T. J. Kippenberg, *Physical Review Letters* 97, 243905 (2006).
- [6] A. Schliesser, R. Riviere, G. Anetsberger, O. Arcizet, T. J. Kippenberg, *Nature Physics* 4, 415 (2008).
- [7] A. Schliesser, O. Arcizet, R. Riviere, T. J. Kippenberg, *Nature Physics* 5, 509 (2009).
- [8] G. Anetsberger et al., *Nature Physics* 5, 909 (2009).
- [9] A. Schliesser, O. Arcizet, R. Riviere, G. Anetsberger, T. J. Kippenberg, *Nature Physics* 5, 509 (2009).
- [10] S. Weis et al., *Science* 330, 1520 (2010).

## Hybrid quantum circuits

**P. Bertet<sup>1</sup>, Y. Kubo<sup>1</sup>, F. R. Ong<sup>1</sup>, D. Vion<sup>1</sup>, V. Jacques<sup>2</sup>, D. Zheng<sup>2</sup>, A. Dréau<sup>2</sup>, J.-F. Roch<sup>2</sup>, A. Auffeves<sup>3</sup>, F. Jelezko<sup>4</sup>, J. Wrachtrup<sup>4</sup>, P. Bergonzo<sup>5</sup>, and D. Esteve<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Quantronics group, SPEC/IRAMIS/DSM, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France*

<sup>2</sup>*LPQM, CNRS/ENS Cachan, 94235 Cachan, France*

<sup>3</sup>*Institut Néel - CNRS-UJF, 38042 Grenoble, France*

<sup>4</sup>*3. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, 70550 Stuttgart, Germany*

<sup>5</sup>*Diamond Sensors Laboratory, CEA, LIST, 91191 Gif-sur-Yvette, France*

[patrice.bertet@cea.fr](mailto:patrice.bertet@cea.fr)

Bridging the gap between quantum-optical and solid-state implementations of quantum information is currently one of the major challenges in the field. Microscopic quantum systems have long coherence times, whereas artificial superconducting atoms can be manipulated and entangled very rapidly and with high fidelity; it is therefore appealing to combine them to form “hybrid” quantum circuits. In a first set of experiments towards this goal, we have demonstrated the strong coupling between an ensemble of electronic spins and a frequency tunable superconducting resonator [1]. The spins are Nitrogen-Vacancy centers in a diamond crystal. I will also present recent experiments demonstrating the storage and retrieval of a small microwave field in the spin ensemble, as well as our current efforts to couple the spins to a superconducting qubit.

[1] Y. Kubo et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 140502 (2010)

## REPHASAGE DE COHÉRENCES ATOMIQUES PAR PASSAGES ADIABATIQUES RAPIDES POUR LA MÉMORISATION QUANTIQUE

María Florencia Pascual-Winter<sup>1</sup>, Robert-Christopher Tongning<sup>1</sup>, Matthieu Bonarota<sup>1</sup>,  
Vianey Damon<sup>1</sup>, Thierry Chanelière<sup>1</sup>, Anne Louchet-Chauvet<sup>1</sup>, Jean-Louis Le Gouët<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Aimé Cotton, CNRS-UPR 3321, Université Paris Sud, Bât. 505, 91405 Orsay Cedex,  
France

maria-florencia.pascual-winter@u-psud.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons des résultats expérimentaux de rephasage de cohérences optiques et de spin effectuées sur  $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ . Le rephasage est assuré par deux passages adiabatiques rapides successifs. Dans le cas des cohérences optiques, nous comparons les résultats à ceux obtenus par un rephasage via des impulsions  $\pi$ .

**MOTS-CLEFS :** *mémoire quantique ; processus adiabatique ; cristaux dopés terres rares*

La manipulation des cohérences atomiques est à la base de tout protocole de mémorisation quantique. Dans les systèmes atomiques à fort élargissement inhomogène, des étapes de manipulation supplémentaire s'avèrent généralement indispensables pour rephaser les cohérences et réussir la rémission du champ. Le procédé le plus simple consiste à appliquer une impulsion d'aire  $\pi$  qui sera optique ou radiofréquence (RF) selon la nature des cohérences respectivement optiques ou de spin (entre deux sous-niveau hyperfins). Cette opération produit certes une inversion de la population mais surtout réalise la conjugaison complexe de la cohérence (rotation sur la sphère de Bloch) ce qui permet le rephasage de la distribution inhomogène d'atomes.

Pour des cohérences optiques, des difficultés ont été identifiées [2] pour le stockage de champs non-classiques. La rémission se fait dans un milieu amplificateur ce qui produit un bruit intrinsèque. Même si des méthodes alternatives évitant l'application d'impulsion de rephasage ont été proposée pour éviter cet écueil [1], le protocole d'écho de photon, basé sur l'application d'une impulsion  $\pi$ , reste une méthode simple tant sur le plan expérimental que conceptuel, et fonctionne aussi bien pour la manipulation des cohérences optiques que de spin. En modifiant l'expérience d'écho de photon on peut supprimer le bruit intrinsèque tout en gardant la simplicité du processus [3]. Par ailleurs, l'application d'une impulsion  $\pi$  nécessite une puissance optique ou RF parfois considérable en pratique.

Une alternative consiste à utiliser des passages adiabatiques rapides (PARs), des impulsions balayées en fréquence. Le critère d'adiabaticité est respecté dès que  $\Omega^2 \gg r$ , où  $\Omega$  est la fréquence de Rabi et  $r$  le taux de balayage, condition beaucoup moins contraignante pour la puissance requise des impulsions  $\pi$  [4]. De même qu'une impulsion  $\pi$ , cette opération inverse la population. Néanmoins, son effet sur la cohérence n'est pas aussi simple qu'une conjugaison complexe. Un PAR rajoute une phase supplémentaire différente pour chaque classe de fréquences atomiques. Il n'est donc pas possible de rephaser une distribution inhomogène de cohérences avec un seul PAR. Deux PARs successifs assurent en revanche le rephasage, l'un compensant la phase supplémentaire introduite par l'autre [4].

Sur les Figs. 1(a) et 1(b) on compare le rephasage de cohérences optiques par deux impulsions  $\pi$  (Fig. 1(a)) et par deux PARs (Fig. 1(b)) effectuées sur un cristal  $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$  (dopage 0.5%). Les courbes représentent les impulsions signal et restituée, avec un temps de stockage de 26  $\mu\text{s}$  entre les deux. Les panneaux au dessus de chaque figure décrivent l'intensité et la fréquence des impulsions de rephasage. Elles suivent une évolution gaussienne dans le cas des impulsions  $\pi$  (à fréquence fixe) et en sécante hyperbolique complexe [5] dans le cas des PARs. L'efficacité de restitution est dans les deux cas de 6%. Elle est limitée par le temps de vie des cohérences optiques (32  $\mu\text{s}$ ) et la densité optique de l'échantillon (de 0.83). Cette figure montre clairement que le rephasage peut être fait aussi bien par des PARs que par des impulsions  $\pi$ .

La Fig. 1(c) présente le rephasage de spins par deux PARs dans un cristal de  $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$  (dopage 0.1%). On fait ici une mesure optique (absorption) des cohérences de spin, d'où l'allure de la courbe de la Fig. 1(c) par rapport à celle de la Fig. 1(b). On a accès à la *population* des niveaux de spin, dont on déduit l'évolution des *cohérences*. La séquence commence par un *demi* PAR ( $1/2$ PAR). Il s'agit d'un PAR interrompu dont l'effet est analogue à une impulsion  $\pi/2$ . On excite ainsi une cohérence de spin à partir de la population du fondamental. Ensuite les cohérences évoluent librement et se déphasent. Les deux PARs qui suivent rephasent précisément ces cohérences à l'instant  $t = T_{\text{reph}} = 360 \mu\text{s}$  [4]. Le pic (resp. creux) observée le long du premier (resp. deuxième) PAR traduit le basculement successif des spins à mesure que la fréquence RF atteint les différentes classes de fréquences. À la fin de la séquence, un deuxième  $1/2$ PAR inversé (la fréquence est balayée en sens opposé) a pour but de reconverter les cohérences en population pour la mesure optique. On estime l'efficacité du rephasage en comparant l'intensité après la séquence de rephasage ( $I_f$ ) et avant ( $I_i$ ). De la Fig. 1(c) on obtient le rapport  $I_f/I_i = 0.79$ , qui reflète l'efficacité du rephasage lorsque l'on inclut l'effet du temps de vie de cohérences  $T_2^{\text{spin}}$ , valeur que l'on peut déduire en répétant l'expérience pour plusieurs temps  $T_{\text{reph}}$  [4]. On obtient  $T_2^{\text{spin}} = (510 \pm 20) \mu\text{s}$ . En tenant compte de cette valeur du temps de vie, on recupère une efficacité propre au protocole de rephasage de 100%.

Pour conclure, l'utilisation de PARs est bien adaptée pour rephasager des cohérences optiques ou de spin dans le cadre des protocoles de mémorisation quantique.

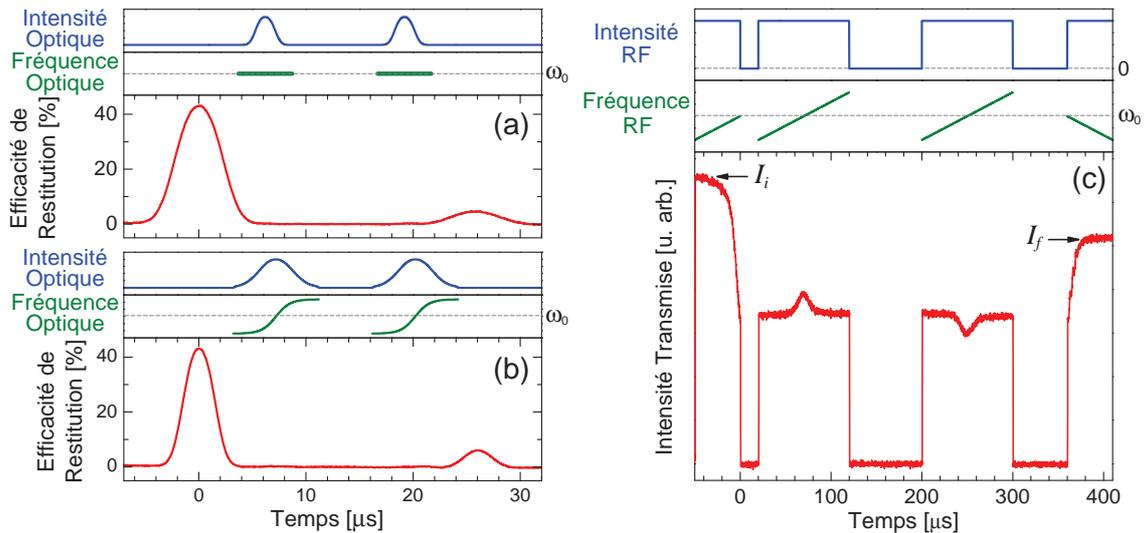


FIG. 1 : (a) Expérience de rephasage de cohérences optiques par impulsions  $\pi$  gaussiennes. (b) Expérience de rephasage de cohérences optiques par PARs en sécante hyperbolique complexe. (c) Expérience de rephasage de cohérences de spin par PARs avec balayage linéaire de la fréquence RF.

## RÉFÉRENCES

- [1] W. Tittel, M. Afzelius, T. Chanelière, R. Cone, S. Kröll, S. Moiseev, and M. Sellars, "Photon-echo quantum memory in solid state systems," *Laser Photon. Rev.*, vol. 4, pp. 244–267, 2010.
- [2] J. Ruggiero, J.-L. Le Gouët, C. Simon, and T. Chanelière, "Why the two-pulse photon echo is not a good quantum memory protocol," *Phys. Rev. A*, vol. 79, pp. 053 851–053 858, 2009.
- [3] V. Damon, M. Bonarota, A. Louchet-Chauvet, T. Chanelière, and J.-L. Le Gouët, arXiv :1104.4875v1.
- [4] R. Lauro, T. Chanelière, and J.-L. Le Gouët, "Adiabatic refocusing of nuclear spins in  $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ ," *Phys. Rev. B*, vol. 83, pp. 035 124–035 130, 2011.
- [5] F. de Seze, F. Dahes, V. Crozatier, F. Bretenaker, J.-L. Le Gouët, and I. Lorgeré, "Coherent driving of  $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$  ions using a complex hyperbolic secant optical field," *Eur. Phys. J. D*, vol. 33, pp. 343–355, 2005.

# SOURCE DE PAIRES DE PHOTONS INTRIQUÉS EN POLARISATION ÉMIS EN BANDE ÉTROITE AUX LONGUEURS D'ONDES DES TÉLÉCOMMUNICATIONS

Florian Kaiser, Anthony Martin, Laurent Labonté, Virginia D'Auria, Marc P. De Micheli, Daniel B. Ostrowsky, Olivier Alibert, Sébastien Tanzilli

*Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 6622, Université de Nice - Sophia Antipolis, Parc Valrose 06108 Nice Cedex 2, France*

olivier.alibert@unice.fr

## RÉSUMÉ

Nous présentons un schéma expérimental permettant de tirer parti de l'efficacité des guides d'onde sur niobate de lithium périodiquement polarisé (PPLN/W) afin de générer, en bande étroite des paires de photons intriqués en polarisation aux longueurs d'ondes des télécommunications (1560 nm). Grâce à un montage original, fiable et basé sur la seule utilisation des composants télécoms, nous montrons la violation des inégalités de Bell avec une visibilité de plus de 97%.

**MOTS-CLEFS :** *Communication quantique, intrication, optique non-linéaire guidée*

## 1. INTRODUCTION

L'intrication est au cœur des protocoles d'information quantique. Du point de vue fondamental, la distribution de l'intrication entre deux sites distants permet la vérification expérimentale de la non-localité des corrélations quantiques. Du point de vue des applications, la cryptographie quantique basée sur l'intrication permet à deux interlocuteurs distants d'établir des clefs secrètes pour les communications sécurisées.

Dans le cadre des communications quantiques sur longues distances, les paires de photons se sont naturellement imposées comme le support idéal à l'intrication en raison de leur très faible interaction avec l'environnement et des faibles pertes à la propagation dans les fibres optiques standards (@ 1550 nm). Par ailleurs, l'observable polarisation des photons s'avère être expérimentalement très pratique à mettre en œuvre car l'analyse des états quantiques se fait simplement à l'aide de polariseurs et de lame d'ondes. Notons que les techniques actuelles de compensation active de la biréfringence dans les fibres rendent l'utilisation de cette observable particulièrement intéressante [1].

A l'heure actuelle, la fluorescence paramétrique au sein de cristaux non linéaires constitue la solution la plus employée pour produire des paires de photons intriqués en polarisation [2]. Toutefois, les défis expérimentaux d'aujourd'hui liés au développement de véritables réseaux quantiques requièrent des interactions non linéaires sans cesse plus efficaces avec, dans le même temps, des largeurs spectrales toujours plus étroites pour les photons émis [3, 4].

Nous proposons une solution compatible avec les normes ITU des télécoms et qui combine, grâce aux technologies de l'optique guidée, efficacité et fiabilité. Après avoir décrit le principe de notre source, nous présenterons les résultats des caractérisations quantiques.

## 2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DE LA SOURCE

La source de paires de photons est basée sur l'utilisation d'un guide PPLN réalisé par échange protonique [5]. Ici, l'interaction paramétrique est de type-0 ( $|V_p\rangle \mapsto |V_s\rangle|V_i\rangle$ ), où les indices  $p$ ,  $s$ ,  $i$  se réfèrent respectivement aux photons de pompe, signal et idler. Ceci permet d'exploiter le coefficient non linéaire ( $d_{33}$ ) le plus élevé du cristal et conduit, au point de dégénérescence, à la production de photons appariés aux caractéristiques strictement identiques. La "brillance" d'une telle source est d'environ  $10^6 \text{ paires} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{mW}^{-1} \cdot \text{GHz}^{-1}$  [4, 5].

Comme présenté sur la FIG. 1, nous injectons 2 mW d'un laser à 780 nm, activement stabilisé sur la transition hyperfine  $D_2$  du  $\text{Rb}^{87}$ , dans le guide d'onde afin de générer des paires de photons à 1560 nm

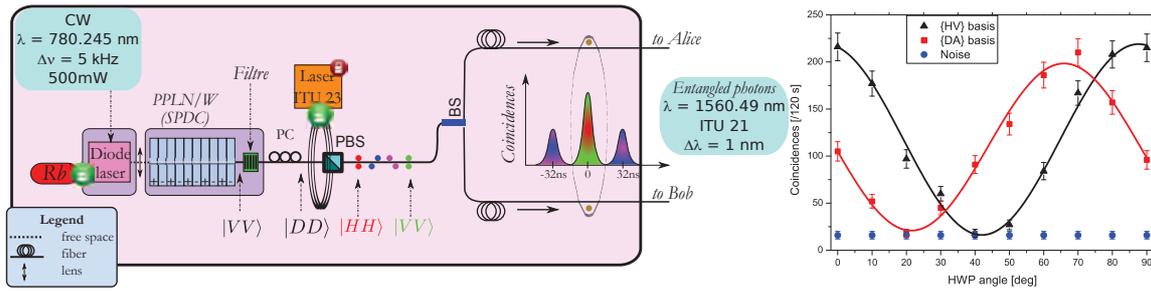


FIGURE 1 : À gauche : Principe de fonctionnement de la source de paires de photons intriqués en polarisation à partir d’une interaction de type-0 ; Un filtre passe-bande ( $\lambda_0 = 1560.49$  nm, FWHM=0,8 nm) sert à sélectionner les photons émis dans la bande ITU 21. Le circuit à retard (en combinaison avec la détection en coïncidence) projette l’état produit  $|D\rangle|D\rangle$  sur l’état intriqué  $|\psi\rangle$ . Le coupleur 50/50 (BS) permet de séparer aléatoirement la paire de photons selon deux modes spatiaux ( $a$  et  $b$ ). À droite : Mesure de Bell entre les paires de photons du pic central.

directement récoltés à la sortie du guide par une fibre monomode. À l’aide d’un filtre fibré de 0.8 nm, nous sélectionnons dans la bande spectrale d’émission du cristal ( $\Delta\lambda = 50$  nm), les paires de photons dégénérés en longueurs d’onde émis dans la bande télécom ITU 21. Un contrôleur de polarisation (PC) nous permet de tourner leur polarisation dans l’état diagonal  $|D\rangle|D\rangle$ . Un circuit à retard, sensible à la polarisation, constitué d’un cube polarisant (PBS) fibré associé à 6,7 m de fibre à maintien de polarisation, nous permet de retarder la composante  $|V\rangle$  des photons de 32 ns par rapport à leur composante  $|H\rangle$ . Grâce à ce circuit, les paires sortent du circuit de façon équiprobable dans l’un des quatre états suivants  $|H\rangle_c|H\rangle_c$ ,  $|H\rangle_c|V\rangle_l$ ,  $|V\rangle_l|H\rangle_c$  ou  $|V\rangle_l|V\rangle_l$ , où les indices  $c$  et  $l$  correspondent respectivement au chemin emprunté “court” ou “long” [6]. Le temps de cohérence du laser excédant par plus de 3 ordres de grandeurs le délai du circuit, et sachant que les paires de photons sont créées de façon spontanée, leur temps d’arrivée ne permet pas de différencier l’état  $|H\rangle_c|H\rangle_c$  de l’état  $|V\rangle_l|V\rangle_l$ . Par conséquent, en post-sélectionnant uniquement les paires de photons qui ont emprunté le même chemin (pic central des coïncidences), Alice et Bob, partagent au final l’état intriqué  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|H\rangle + e^{i\phi}|V\rangle|V\rangle)$ . Le facteur de phase  $\phi$  est directement relié à la différence de longueur de chemin du circuit à retard.

Afin d’obtenir une intrication de qualité, la phase  $\phi$  doit être maintenue constante. Pour cela, nous utilisons un laser de référence (dans la bande ITU 23) afin de stabiliser activement le circuit à retard. L’intrication est mesurée à l’aide d’un montage standard d’analyse des états intriqués en polarisation (type violation des inégalités de Bell) et de détecteurs de photons uniques. Comme présenté sur la FIG. 1, nous avons obtenu des visibilités nettes de  $99.8 \pm 4\%$  dans la base  $\{HV\}$  et  $97 \pm 4\%$  dans la base  $\{DA\}$ , prouvant l’excellente qualité de l’intrication obtenue et la pertinence de notre approche.

## CONCLUSION

La qualité de ces résultats, proche de la valeur théorique de 100%, s’explique par la stabilisation active de la ligne à retard et du laser de pompage continu. En outre, nous soulignons que, en raison de la séparation temporelle ajustable des modes  $|H\rangle$  et  $|V\rangle$ , cette source est prête à produire des paires de photons à spectres encore plus étroits ( $\Delta\lambda$  de quelques pm). ceci est le pré-requis pour le développement des futurs réseaux quantiques, impliquant des mémoires quantiques.

## RÉFÉRENCES

- [1] G. B. Xavier *et al*, *Opt. Express*, vol. 16, no. 3, pp. 1867–1873, Feb 2008.
- [2] P. Kwiat *et al*, *Phys. Rev. A*, vol. 60, pp. R773–R776, 1999.
- [3] N. Gisin *et al*, *J. Mod. Phys.*, vol. 74, pp. 145–195, 2002.
- [4] M. Halder *et al*, *Nature Phys.*, vol. 3, pp. 692–695, 2007.
- [5] S. Tanzilli *et al*, *Eur. Phys. J. D*, vol. 18, pp. 155–160, 2002.
- [6] H. Takesue *et al*, *Opt. Lett.*, vol. 30, no. 3, pp. 293–295, Feb 2005.

**TRIPLETS DE PHOTONS :  
DE L'OPTIQUE NON LINEAIRE A L'OPTIQUE QUANTIQUE**  
B. Boulanger<sup>1</sup>, A. Dot<sup>1</sup>, K. Bencheikh<sup>2</sup>, J. A. Levenson<sup>2</sup>, A. Borne<sup>1</sup>, P. Segonds<sup>1</sup>, C. Félix<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut Néel, UPR CNRS 2940 / Université Joseph Fourier, BP 166, 38402 Grenoble, France

<sup>2</sup> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, UPR CNRS 20, 91460 Marcoussis, France

Benoit.boulanger@grenoble.cnrs.fr

**RÉSUMÉ**

Nous avons conçu des expériences ayant permis la première démonstration de corrélation de triplets de photons. Il s'agit de la production de trois photons corrélés à partir de la scission d'un photon parent par interaction paramétrique de troisième ordre et de leur recombinaison dans un cristal non linéaire. Nous avons développé les théories classique et quantique relatives à ce nouvel état de la lumière et aux corrélations, ce qui a conduit à la mise en évidence des corrélations quantiques correspondantes. Ces résultats originaux ouvrent la voie à de nouvelles études en optique quantique qui pourraient trouver des applications en information quantique, avec la possibilité de protocoles basés sur des paires annoncées.

**MOTS-CLEFS :** *génération paramétrique, triplets de photons, corrélations quantiques, cristaux non linéaires*

**1. UN NOUVEL ETAT DE LA LUMIERE**

Au cours d'une génération de triplets de photons (GTP), trois photons fortement corrélés, aux énergies  $\hbar\omega_1$ ,  $\hbar\omega_2$  et  $\hbar\omega_3$ , sont créés par annihilation d'un photon à  $\hbar\omega_0$  dans un milieu non linéaire présentant une forte susceptibilité électrique de troisième ordre  $\chi^{(3)}$  (figure 1(a)).

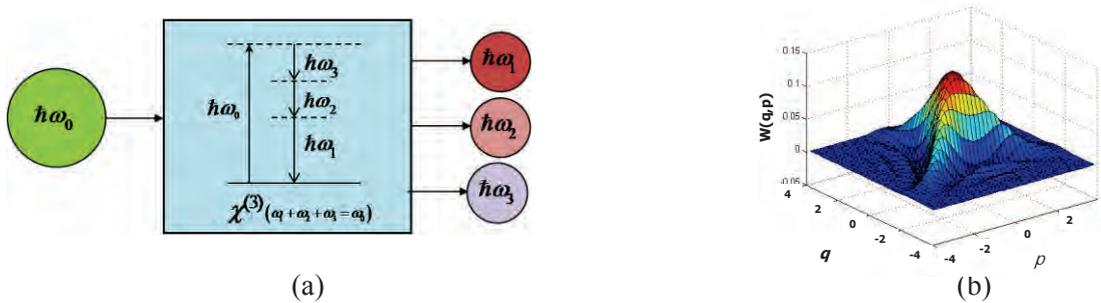


Fig. 1 : (a) Diagramme photonique correspondant à la génération de triplets. (b) Fonction de Wigner dans l'espace des phases correspondant à  $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$  et un état de polarisation identique pour les trois ondes.

D'un point de vue quantique, la GTP est la façon la plus directe de produire de purs états quantiques de la lumière dont la statistique va au-delà de la statistique Gaussienne associée aux états cohérents et aux paires de photons émises par fluorescence paramétrique du deuxième ordre. Les calculs montrent en effet que la naissance simultanée de trois photons est à l'origine des propriétés quantiques à trois corps, tel que l'intrication quantique Greenberger-Horne-Zeilinger (GHZ) à trois particules [1]. Cela conduit également à des fonctions de Wigner présentant des interférences quantiques et des négativités comme le montre la figure 1(b) [2,3].

Avant nos travaux, les alternatives expérimentales à la génération de lumière GHZ concernaient deux paires intriquées, produites par deux processus de fluorescence paramétrique de second ordre [4]. Ce schéma est intéressant car il a conduit en particulier à une nouvelle manière de tester les inégalités de Bell. Toutefois, il a deux limitations majeures : les corrélations sont

observées par sélection destructive, ce qui empêche une manipulation *a posteriori* des triplets de photons, et c'est un protocole conditionnel, générant donc un faible nombre d'événements.

Nous avons relevé le défi d'aller au-delà de ces limitations par la génération directe des triplets en utilisant la susceptibilité électrique de troisième ordre, ce qui implique aussi bien des problématiques optiques non linéaires et quantiques que matériaux. Nous nous sommes tout d'abord concentrés dans la GTP assistée par l'injection de photons semence.

## 2. GENERATION PARAMETRIQUE ET CORRELATIONS QUANTIQUES

Afin d'éviter la dilution spectrale des triplets qui seraient générés par fluorescence paramétrique, nous avons choisi une configuration où la scission du photon pompe est stimulée par deux photons d'injections dont les énergies et les états de polarisation sont identiques à ceux de deux des trois photons du triplet. Nous avons utilisé un cristal de KTP comme milieu non linéaire pompé à  $\lambda_0 = 532$  nm en régime picoseconde à la fréquence de répétition de 10Hz. Nous avons obtenu 4,5  $\mu$ J à  $\lambda_1 = 1474$  nm, ce qui correspond à  $3,34 \times 10^{13}$  photons. Cela signifie que  $3,34 \times 10^{13}$  triplets  $\{\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3\}$  ont été créés, la génération à  $\lambda_1$  étant symptomatique de la génération de triplets [5]. Il est à noter que les photons du triplet à  $\lambda_2$  et  $\lambda_3$  sont mélangés avec les  $4,19 \times 10^{14}$  photons de semence à  $\lambda_2$  et à  $\lambda_3$ . Le nombre de photons pompe à  $\lambda_0$  était de  $2,0 \times 10^{15}$ . Ces énergies sont en accord avec le modèle classique de génération de triplets que nous avons développé [6].

Les études en cours portent sur la mise en évidence des corrélations des photons du triplet, en utilisant des protocoles permettant de discriminer les photons du triplet de ceux de l'injection. Nous considérons des schémas basés sur la recombinaison des photons générés par somme de fréquences dans un cristal à propriétés optiques non linéaires, comme cela avait été fait pour les photons jumeaux [7,8]. L'objectif est de montrer que le champ électromagnétique créé par recombinaison contient des informations sur les corrélations des photons qui lui ont donné naissance. Ces configurations sont à même de révéler différents aspects du caractère quantique des triplets, en considérant aussi bien l'analyse spectrale du champ recombinaison que son analyse temporelle en appliquant des délais entre les photons à recombinaison. Comme aucune étude de ce type n'avait été réalisée auparavant, nous avons mené le calcul des opérateurs de création et annihilation, suivi de la densité de flux spectrale des champs générés et de ceux obtenus par leurs recombinaisons. Nous avons alors mis en évidence une différence significative entre les calculs quantiques et classiques, ce qui constitue la première signature des corrélations quantiques des triplets de photons.

Les futures études porteront sur la génération de triplets en configuration guidée, ce qui devrait permettre de générer les triplets sans stimulation, ouvrant ainsi la voie à une réelle possibilité de manipulation des triplets.

## REFERENCES

- [1] D. M. Greenberger, M.A. Horne, A. Shimony and A. Zeilinger, "Bell's theorem without inequalities," Am. J. Phys. 58, 1990.
- [2] K. Banaszek and P. L. Knight, "Quantum interference in three-photon down-conversion," Phys. Rev. A 55, 1997, pp. 2368-2375.
- [3] K. Bencheikh, F. Gravier, J. Douady, A. Levenson, B. Boulanger, "Triple photons : a challenge in non linear and quantum optics," Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences 8, 2007, pp. 206-220.
- [4] J. W. Pan, D. Bouwmeester, M. Daniell, H. Weinfurter and A. Zeilinger, "Experimental test of quantum nonlocality in three-photon Greenberger-Horne-Zeilinger entanglement," Nature 403, 2000, pp. 515-519.
- [5] J. Douady and B. Boulanger, "Experimental demonstration of a pure third-order optical parametric downconversion process," Opt. Lett. 29, 2004, pp. 2794-2796.
- [6] F. Gravier and B. Boulanger, "Triple photon generation : comparison between theory and experiment," J. Opt. Soc. Am. B, 25(1), 2008, pp. 98-102.
- [7] I. Abram, R.K. Raj, J.L. Oudar, G. Dolique, "Direct observation of the second-order coherence of parametric generated light," Phys. Rev. Lett. 57 (20), 1986, pp. 2516-2519.
- [8] B. Dayan, "Theory of two-photon interactions with broadband down-converted light and entangled photons," Phys. Rev. A 76, 2007, pp. 043813-1-19.

# MATRICE DE TRANSMISSION D'UN MILIEU OPAQUE : MESURE ET APPLICATION A L'IMAGERIE

*S. M. Popoff, G. Lerosey, R. Carminati, M. Fink, A.C. Boccara, S. Gigan*

*Institut Langevin, ESPCI ParisTech, CNRS UMR 7587, ESPCI, 10 rue Vauquelin, 75005 Paris, France*

Sylvain.gigan@espci.fr

## RÉSUMÉ

Un milieu opaque désordonné, par exemple une couche de peinture, va diffuser la lumière de manière complexe. Il est par conséquent difficile voire impossible classiquement de focaliser ou d'imager à travers un milieu multiplement diffusant. Dans ce travail, nous montrons qu'il est possible, grâce à un modulateur spatial de lumière, de mesurer la matrice de transmission d'un tel milieu. Une fois la matrice connue, nous pouvons non seulement focaliser la lumière à travers le milieu diffusant, mais aussi reconstruire une image placée derrière ce milieu, par différentes méthodes de reconstruction : conjugaison de phase, inversion, et inversion régularisée.

**MOTS-CLEFS :** *Imagerie, milieux diffusants, modulateurs spatiaux de lumière*

## 1. INTRODUCTION

La diffusion multiple a longtemps été considérée, en imagerie optique, comme une perturbation dont il fallait tenter de s'affranchir. Les techniques développées afin de regarder à travers des milieux diffusants consistaient à ne sélectionner que la faible portion d'onde qui n'a pas rencontré de diffuseur : le balistique. De récentes études ont montrées qu'il est en réalité possible de s'affranchir du désordre [1,2] voire de profiter du désordre pour améliorer la focalisation d'onde par rapport à l'espace libre [3,4] à travers des profondeurs où le balistique n'est plus présent. L'émergence de SLM (Spatial Light Modulator) - modulateur spatial de lumière, permettant de contrôler spatialement la phase ou l'amplitude de la lumière sur plusieurs centaines de milliers de pixels - a donné naissance à des possibilités de contrôle complexe du front d'onde en optique. Nous présenterons ici les outils théoriques et technologiques nécessaires à la mesure de la matrice de transmission d'un milieu ainsi que son utilisation à des applications de contrôle de l'onde en sortie et de transfert d'image à travers un milieu complexe.

## 2. MESURE DE LA MATRICE DE TRANSMISSION

Nous avons mesuré la matrice de transmission  $K$  correspondant à la propagation de la lumière à travers un milieu diffusant opaque (une couche de peinture blanche) entre les pixels d'un SLM et les pixels d'une CCD situés de part et d'autre du milieu. Pour cela, nous avons envoyé un ensemble de front d'onde en entrée, constituant une base des modes d'entrée du milieu, et nous avons effectué une détection interférométrique sur la caméra CCD afin d'obtenir la matrice de transmission en amplitude [5].

## 3. FOCALISATION ET IMAGERIE

Une fois la matrice mesurée, il est possible de focaliser la lumière en sortie. Si  $E^{cible}$  est le champ cible désiré en sortie du milieu, le champ d'entrée « conjugué de phase » à imposer en entrée afin de remettre les contributions en phase au(x) point(s) voulu(s) s'exprime  $E^{in} = K^\dagger E^{cible}$ .

Le problème de reconstruction d'image est plus compliqué car c'est une problème inverse. Si  $E_{obj}$  est l'image d'amplitude envoyée en entrée, le champ complexe de sortie mesurée est  $E_{out} = K.E_{img}$ . Résoudre ce problème inverse revient à trouver un opérateur matriciel  $O$  adéquat

permettant d'avoir, à partir de la mesure de  $E_{out}$  une image reconstruite  $E_{rec} = O.E_{out}$  la plus fidèle possible à  $E_{obj}$ . Les résultats sont présentés sur la figure 1 et rapportés dans [6].

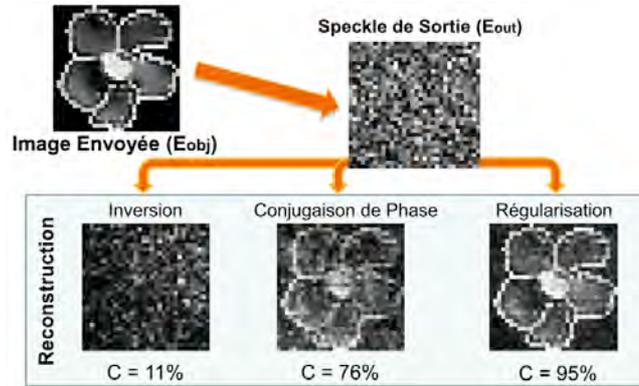


Fig. 1 : Reconstruction Expérimentale d'une Image d'Amplitude. C correspond au coefficient de corrélation entre l'image envoyée et l'image reconstruite pour chacune des techniques

### CONCLUSION

La matrice de transmission d'un milieu complexe, est donc non seulement simplement mesurable, grâce aux SLMs, mais nous avons pu montrer que sa connaissance est un outil précieux pour l'étude et l'imagerie de ces milieux.

### RÉFÉRENCES

- [1] G. Lerosey, J. de Rosny, A. Tourin, and M. Fink. Focusing beyond the diffraction limit with far-field time reversal. *Science*, 315 (5815): 1120, 2007.
- [2] Z. Yaqoob, D. Psaltis, M.S. Feld, and C. Yang. Optical phase conjugation for turbidity suppression in biological samples. *Nature photonics*, 2 (2): 110–115, 2008.
- [3] IM Vellekoop and AP Mosk. Focusing coherent light through opaque strongly scattering media. *Optics Letters*, 32 (16): 2309–2311, 2007.
- [4] IM Vellekoop, A. Lagendijk, and AP Mosk. Exploiting disorder for perfect focusing. *Nature Photonics*, 4: 320–322, 2010.
- [5] S. Popoff, G. Lerosey, R. Carminati, M. Fink, A.C. Boccara, S. Gigan “*Measuring the Transmission Matrix in Optics : An Approach to the Study and Control of Light Propagation in Disordered Media*” *Phys. Rev. Lett.* 104, 100601 (2010)
- [6] S. Popoff, G. Lerosey, M. Fink, A.C. Boccara, S. Gigan, “*Image Transmission Through an Opaque Material*”, *Nature Communications* 1:81 (2010)

## RESULTATS RECENTS CONCERNANT L'IMAGERIE PAR FIBRE OPTIQUE

Frédéric Louradour<sup>1</sup>, Claire Lefort<sup>1</sup>, Jérôme Desroches<sup>1</sup>, Tigran Mansuryan<sup>1</sup>, Dominique Pagnoux<sup>1</sup>, Alain Barthélémy<sup>1</sup>, Julien Brévier<sup>1</sup>, Guillaume Ducourthial<sup>1</sup>, Méri Khalashian<sup>2</sup>, Mireille Verdier<sup>3</sup>, Donald Peyrot<sup>4</sup>, Nicolas Sandeau<sup>4</sup>, Serguei Kruglik<sup>4</sup>, Geneviève Bourg-Heckly<sup>4</sup>.

<sup>1</sup> : XLIM, UMR CNRS 6172, Université de Limoges, 87060 Limoges, France.

<sup>2</sup> : Ultrafast Laboratory, YSU, Yerevan, Arménia

<sup>3</sup> : Homéostasie Cellulaire et Pathologies EA3942, Université de Limoges, 87060 Limoges, France

<sup>4</sup> : ANBioPhy CNRS FRE 3207, UPMC, 75252 Paris, France.

louradour@xlim.fr

### RÉSUMÉ

Cet exposé concerne deux développements instrumentaux démontrant que certaines modalités d'imagerie biologique parmi les plus innovantes peuvent être rendues compatibles avec l'imagerie par fibre optique en vue de la conception de dispositifs endoscopiques inédits. Les deux exemples que nous donnons concernent l'imagerie polarimétrique et l'imagerie multiphotonique par fibre optique. Dans les deux cas les contributions parasites venant de la fibre endoscopique, dont le volume est énormément plus grand que celui des cibles biologiques sondées, doivent être éliminées grâce à une architecture optique spécifique optimisée.

**MOTS-CLEFS :** *microscopie polarimétrique, microscopie multiphotonique, endomicroscopie, biréfringence, dispersion chromatique, effet Kerr, collagène.*

### 1. IMAGERIE POLARIMETRIQUE PAR FIBRE OPTIQUE

L'imagerie polarimétrique est basée sur l'examen des modifications de l'état de polarisation d'un faisceau optique sonde lors de son interaction avec un tissu cible. Elle constitue un outil de diagnostic performant pour les pathologies liées à la modification structurale des tissus, tels que les fibroses du foie, les mélanomes de la peau ou le cancer du col de l'utérus [1]. Pour réaliser une image polarimétrique par voie endoscopique il est nécessaire de s'affranchir des modifications de la polarisation induites par la biréfringence linéaire et circulaire de la fibre optique chargée de déporter la mesure. Ces modifications interviennent de façon aléatoires lors du maniement de l'endoscope, ceci quel que soit le type de fibre optique employée, fibre à maintien de polarisation comprise. Le dispositif que nous avons développé est basé tout d'abord sur l'insertion en bout d'endoscope, entre la fibre et l'échantillon à caractériser, d'un rotateur de Faraday miniaturisé. Grâce cet élément la biréfringence de phase de la fibre est compensée sur un aller-retour par échange des deux modes de polarisation de cette dernière. Cependant l'état de polarisation qui sonde la cible dépend de la contribution aller de la fibre de telle sorte que la mesure reste dépendante de celle-ci. Nous avons montré qu'avec une variété suffisante d'états de polarisation incidents, on peut déterminer le retard de phase induit par la cible de façon totalement indépendante de la fibre [2-3]. Pour cela le dispositif expérimental comprend aussi un brouilleur de polarisation se situant du côté source. Un dispositif de balayage distal miniature et un traitement des données spécifique permettent de passer d'une mesure ponctuelle à la réalisation d'une image polarimétrique. La Figure 1 ci-dessous montre l'exemple d'une image endoscopique de retard de phase normalisé de tendon de queue de rat riche en collagène de type I linéairement biréfringent. Sur l'image polarimétrique endoscopique (Fig1b), on distingue clairement la région constituée de fibrilles organisées de collagène (zone 1) de la partie de la matrice extracellulaire (zone 2) exempte de collagène, ce qui n'est pas le cas sur l'image intensimétrique directe (Fig1a). Les perspectives qui découlent de ces premiers résultats sont les suivantes : formation d'images de degré de dépolarisation (DOP) et d'images de biréfringence

circulaire ; augmentation de la cadence d'acquisition des images par passage à un codage spectral de la variété d'états de polarisation incidents requis pour la mesure ; mesure du dichroïsme par analyse complète sur la base du formalisme des matrices de Mueller prenant en compte de toutes les caractéristiques polarimétriques des cibles ; valorisation au sein de la jeune pousse « KAMAX ».

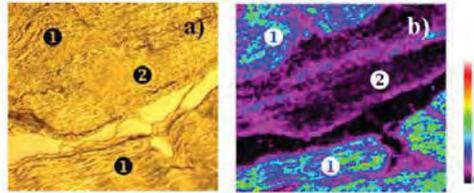


Fig. 1 : Echantillon de tendon de queue de rat ; a) image en intensité sous microscope classique ; b) image polarimétrique (retard de phase) réalisée à 810 nm à travers une fibre optique monomode.

## 2. IMAGERIE MULTIPHOTONIQUE PAR FIBRE OPTIQUE

Les microscopies multiphotoniques (fluorescence à deux photons (2PF), doublage de fréquence, triplage de fréquence, CARS, ...) sont devenues des outils précieux en biologie. Nous développons actuellement un endomicroscope non linéaire pour l'imagerie des alvéoles pulmonaires pour le dépistage précoce du cancer du poumon applicable à l'homme. Le dispositif est construit sur une base développée par la société Mauna Kea Technologies (Paris) qui commercialise un endomicroscope confocal à guide d'image multicoeur et balayage proximal. Cet appareil a déjà permis de réaliser en clinique des images de fluorescence monophotonique de l'élastine des alvéoles de poumon humain *in vivo in situ* [4]. L'examen de l'élastine est cependant insuffisant. Le diagnostic précis d'une pathologie pulmonaire passe inévitablement par l'imagerie du collagène qui n'est malheureusement pas fluorescent. La réponse optique non linéaire par génération de seconde harmonique du collagène est la seule exploitable dans ces conditions. Cette réponse endogène est faible de telle sorte qu'il est crucial d'optimiser les conditions d'excitation de la cible. De ce point de vue nous avons récemment franchi une étape clé en parvenant à reproduire en bout d'endoscope les conditions qui existent au foyer d'un microscope multiphotonique de table [5]. Grâce à la compensation optimale de la dispersion de vitesse de groupe et de la non linéarité de type Kerr de la fibre nous sommes maintenant capable d'imposer en bout de fibre optique des impulsions femtosecondes compressées de durée pouvant être aussi courte que 25 fs à partir d'une source standard de type MIRA ou MAI TAI. En outre notre dispositif est accordable sur une bande spectrale supérieure à 100 nm ce qui permet d'optimiser l'excitation en regard des propriétés spectroscopiques des constituants visés, élastine comprise par 2PF [6]. Nous présentons des images préliminaires réalisées *ex vivo*. Des perspectives d'emploi de ce dispositif telle que par exemple la photothérapie à deux photons par voie endoscopique seront également évoquées.

Ces activités bénéficient des soutiens de la Région Limousin, de l'Agence de Valorisation de l'Université de Limoges (AVRUL) et de l'ANR (projets « SYDIMEN » et « Invivo-ONL »).

## REFERENCES

- [1] Makrina Anastasiadou et al., "Polarimetric imaging for the diagnosis of cervical cancers", *Phys. Stat. Sol.*, 5, 5, 1423-1426 (2008).
- [2] Jérôme Desroches et al., "Fiber optic device for endoscopic polarization imaging", *Opt. Lett.*, Vol. 34, n° 31, 3409 (2009).
- [3] Dominique Pagnoux et al., "Dispositif et procédé de détermination d'une information de polarisation et imageur polarimétrique", *patent n° WO2010/081999 A1* (2010).
- [4] Geneviève Bourg-Heckly et al., "In vivo endoscopic autofluorescence microspectro-imaging of bronchi and alveoli", *SPIE Vol 6851 Endoscopic Microscopy* January 2008.
- [5] Claire Lefort et al., "Pulse compression and fiber delivery of 45 fs Fourier transform limited pulses at 830 nm", *Opt. Lett.*, Vol. 36, No. 2, 292 (2011).
- [6] Darine Haidar et al., "Toward nonlinear endomicroscopy for exploration of the pulmonary airways: preliminary spectroscopic study of human lung tissue", *Proc. SPIE 7893*, 789309 (2011).

**TAMING LIGHT AND HEAT AT THE NANOSCALE:  
APPLICATIONS TO BIOSCIENCES**

**Romain Quidant**

*ICFO- The Institute of Photonic Sciences  
Av. del Canal Olímpic s/n  
08860 Castelldefels (Barcelona), Spain  
romain.quidant@icfo.es*

Metallic nanostructures (MN) supporting localized surface plasmon (LSP) resonances have the potential to act as efficient point-like sources of both light and heat, opening plenty of new science and applications in areas ranging from integrated optics to biomedicine. Both the optical and photothermal properties of MN can be engineered through a suitable design of their geometrical parameters, environment and illumination conditions.

In the first part of this presentation we discuss how proper plasmon mode engineering in ensembles of electromagnetically coupled nanostructures can benefit to biosensing and optical trapping. In the context of sensing, we show that shaping the sensing volume to dimensions commensurable with the target molecules to detect enables to strongly enhance the sensing sensitivity. As for optical trapping, we demonstrate that plasmonic hot spots can be used to create efficient nano-optical tweezers able to trap nano-objects, including biological systems, upon moderate laser intensities.

In the second part of the talk, we discuss both theoretically and experimentally the general physical rules for optimizing heat generation in plasmonic nanostructures. We then discuss the applications of functionalized point-like heat sources to the stimulation of intra cellular processes and cancer cell destruction.

## PLASMONIQUE QUANTIQUE AVEC UN NANODIAMANT FLUORESCENT

**Serge Huant (\*)**

*Institut Néel, CNRS & Université Joseph Fourier, Grenoble*

serge.huant@grenoble.cnrs.fr

Nous avons récemment mis au point une sonde active à photons uniques pour la microscopie optique en champ proche à balayage. En fixant de façon contrôlée un nanodiamant (20 nm environ) contenant un centre coloré NV (Nitrogen-Vacancy) unique à l'apex d'une pointe optique, nous réalisons une sonde « à photon unique » bénéficiant de l'extrême photostabilité du centre NV et fonctionnant à température ambiante [1].

Dans cet exposé, je présenterai en détails l'application de ces nano-sources de lumière à base d'un nanodiamant unique à des expériences de plasmonique. Je montrerai qu'en utilisant la seule fluorescence du nanodiamant dans le régime du champ proche optique, il est possible d'exciter des plasmons de surface dans des films d'or homogènes ou nanostructurés, ceci avec une résolution spatiale limitée par la « précision de pointé » de la sonde, soit la dizaine de nanomètres [2]. La nanosource de lumière étant de nature quantique (source à un ou deux photons selon le nombre de centres NV hébergés par le nanodiamant), nos expériences constituent un premier pas dans un monde nouveau, celui de la plasmonique quantique « déterministe », ce dernier vocable faisant allusion au contrôle spatial rigoureux exercé sur le point d'injection des plasmons uniques. Je décrirai ensuite brièvement les applications en cours dans notre laboratoire, centrées sur la possibilité d'étendre à la plasmonique certaines expériences fondatrices de l'optique quantique.

*(\*) Recherche réalisée au sein de l'équipe « Champ Proche » de l'Institut Néel avec Oriane Mollet, Aurélien Cuche et Aurélien Drezet, en collaboration avec François Treussart et Jean-François Roch (ENS Cachan) et Thierry Gacoin et son équipe (Ecole Polytechnique).*

### REFERENCES

- [1] A. Cuche, A. Drezet, Y. Sonnefraud, O. Faklaris, F. Treussart, J.-F. Roch, S. Huant, *Opt. Express* 17, 19969 (2009).
- [2] A. Cuche, O. Mollet, A. Drezet, S. Huant, *Nano Lett.* 10, 4566 (2010).

**PUCES A ATOMES ET CAVITES FIBRES :  
UN LABORATOIRE QUANTIQUE MINIATURISE**

**Jakob Reichel**

*Laboratoire Kastler Brossel de l'E.N.S., 24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 0*

*[jakob.reichel@ens.fr](mailto:jakob.reichel@ens.fr)*

Les « puces à atomes » réunissent deux champs de recherche qui sont parmi les plus actifs de la physique expérimentale actuelle : les gaz quantiques et les nanotechnologies. L'idée générale des puces à atomes est de faire appel aux nanostructures (électroniques, optiques ou autres) pour piéger et manipuler des gaz quantiques à la proximité immédiate de la surface nanostructurée. Il en résulte des systèmes aux propriétés nouvelles et prometteuses, d'un intérêt à la fois fondamental et technologique. L'exposé en présentera quelques illustrations, en particulier sur le couplage d'un condensat de Bose-Einstein au mode d'une cavité miniaturisée de très haute finesse. Nous verrons également comment cette cavité d'un nouveau type, développée elle aussi dans notre équipe, a ouvert la voie à d'autres applications dans plusieurs domaines.

## LA FLUORINE DOPEE YTTERBIUM : UN SYSTEME CRISTALLIN ATYPIQUE POUR LES LASERS A IMPULSIONS BREVES ET LES AMPLIFICATEURS DE TRES FORTE PUISSANCE

**P. Camy<sup>1</sup>, A. Braud, J.L. Doualan<sup>1</sup>, A. Benayad<sup>1</sup>, V. Ménard<sup>1</sup>, G. Brasse<sup>1</sup>, R. Moncorgé<sup>1</sup>,  
F. Druon<sup>2</sup>, P. Georges<sup>2</sup>, S. Ricaud<sup>2,3</sup>, D.N. Papadopoulos<sup>4</sup>,  
A. Courjaud<sup>3</sup>, E. Mottay<sup>3</sup>, M. Siebold<sup>5</sup>**

<sup>1</sup> Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), UMR 6252 CEA-CNRS-ENSICAen, Université de Caen, 14050 Caen, France

<sup>2</sup> Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (LCFIO), UMR 8501 CNRS, Université Paris Sud, 91127 Palaiseau, France

<sup>3</sup> Amplitude Systèmes, 6 Allée du Doyen Georges Brus, 33600 Pessac, France

<sup>4</sup> Institut de la Lumière Extrême, CNRS, Ecole Polytechnique, ENSTA, Institut d'Optique, Université Paris Sud, Palaiseau, France

<sup>5</sup> FZ-Dresden-Rossendorf (FZD), D-01314 Dresden, Germany

patrice.camy@ensicaen.fr

La fluorine pure  $\text{CaF}_2$  et ses isotopes  $\text{SrF}_2$  et  $\text{BaF}_2$  sont des cristaux bien connus, utilisés depuis longtemps dans divers champs applicatifs (photolithographie à 157 nm par exemple) pour leur exceptionnelle transparence dans les domaines UV et moyen infrarouge, leur très faible dispersion, et leur symétrie cubique qui conduit à de très bas niveaux de biréfringence. Aux débuts des années 60, ces matériaux, dopés par des ions actifs tels que  $\text{Sm}^{2+}$  [1],  $\text{Tm}^{2+}$  [2],  $\text{Dy}^{2+}$  [3] et  $\text{U}^{3+}$  [4], furent même parmi les premiers milieux à gain des systèmes laser opérant en mode continu, et en pompage par diode.

Du fait de la spécificité de sa structure, la fluorine dopée par des ions de terres rares trivalents a été pourtant très peu utilisée depuis lors en tant que matériau laser. Ce n'est qu'à partir de la première démonstration du fonctionnement laser de  $\text{CaF}_2 : \text{Yb}^{3+}$  en 2004 [5] que  $\text{CaF}_2$  et ses isotopes sont devenus les cristaux parmi les plus prometteurs, et les plus étudiés, dans le domaine des matériaux dopés ytterbium utilisés dans les systèmes laser pompés par diode [6-8]. De fait, le système  $\text{CaF}_2 : \text{Yb}^{3+}$ , en particulier, possède des caractéristiques qui conviennent bien aux lasers de forte puissance: une excellente conductivité thermique de 9.3 W/m/K [9], proche de celle du YAG, une large bande d'émission, qui s'étend de 990 nm à 1080 nm, et une longue durée de vie du niveau émetteur (2.3 ms). Il faut ajouter à ces caractéristiques un procédé de fabrication bien maîtrisé comparé à d'autres matériaux candidats aux mêmes applications. Les techniques de cristallogenèse utilisées permettent d'envisager à court terme des monocristaux de grande taille et de très haute qualité optique, mais aussi la croissance sous forme de couches minces par la technique d'épitaxie en phase liquide. Enfin, il est bien connu que les propriétés de ce type de matériau laser s'améliorent aux températures cryogéniques, en particulier lorsqu'il s'agit d'atteindre de très fortes puissances. Ainsi, dans le cas de  $\text{CaF}_2 : \text{Yb}^{3+}$ , on atteint des valeurs nettement plus élevées de conductivité thermique, mais aussi de section efficaces d'absorption et d'émission [10], ce qui conduit à des performances laser inédites [12].

Cependant, bien que plusieurs travaux aient déjà été consacrés au sujet, la nature ainsi que les caractéristiques spectroscopiques du centre laser émetteur, tant dans les systèmes simplement dopés ytterbium que dans les systèmes co-dopés (comme Na-Yb par exemple), ne sont pas encore bien connus, et restent sujet à controverse [10, 12-14], d'autant plus à 77K, température pour laquelle un fonctionnement à ultra faible « défaut quantique » à été démontré [15].

La présentation fera donc un état des lieux sur les caractéristiques générales de la fluorine et de ses isotopes, en focalisant sur les propriétés spectroscopiques dans la perspective du développement d'applications laser de forte puissance.

### REFERENCES

- [1] P.P. Sorokin, M.J. Stevenson, IBM Journal, 56-58 (1961)
- [2] R.C. Duncan Jr., Z. J. Kiss, Appl. Phys. Lett. 3, 23-24 (1963)
- [3] S.E. Hatch, W.F. Parsons, R.J. Weagley, Appl. Phys. Lett. 5, 153-154 (1964)
- [4] R.J. Keyes, T.M. Quist; Appl. Phys. Lett. 4, 50-51 (1964)
- [5] V. Petit, J. L. Doualan, P. Camy, V. Ménard, and R. Moncorgé, Appl. Phys. B 78, 681-684 (2004).
- [6] M. Siebold, S. Bock, U. Schramm, B. Xu, J. L. Doualan, P. Camy, and R. Moncorgé, Appl. Phys. B 97(2), 327-338 (2009).
- [7] P. Camy, J.L. Doualan, A. Benayad, V. Menard, R. Moncorgé, J. Boudeile, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, Laser Physics 20 (2) pp. 533–536 (2010)
- [8] O.K. Alimov, T.T. Basiev, M.E. Doroshenko, P.P. Fedorov, V.A. Konyuskin, S.V. Kouznetsov, A.N. Nakladov, V.V. Osiko, H. Jelinkova, J. Sulc, Adv. Sol. State Phot. (ASSP) OSA 2009, paper WB25
- [9] J. Boudeile, J. Didierjean, P. Camy, J. L. Doualan, A. Benayad, V. Ménard, R. Moncorgé, F. Druon, F. Balembois, and P. Georges, Opt. Expr. 16, 10098-10109 (2008).
- [10] P. Camy, J.L. Doualan, A. Benayad, V. Menard, R. Moncorgé, J. Boudeile, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, "Yb<sup>3+</sup> doped (Ca, Sr, Ba)F<sub>2</sub> for high power laser applications" Laser Physics 20 (2) 533-536 (2010).
- [11] A. Pugžlys, G. Andriukaitis, D. Sidorov, A. Irshad, A. Baltuška, W. J. Lai, P.B. Phua, L. Su, J. Xu, H. Li, R. Li, S. Ališauskas, A. Marcinkevicius, M. E. Fermann, L. Giniunas, R. Danielius "Spectroscopy and lasing of cryogenically cooled Yb,Na:CaF<sub>2</sub>," Appl. Phys. B. 97(2), 339-350 (2009).
- [12] V. Petit, P. Camy, J. L. Doualan, X. Portier and R. Moncorgé, Phys. Rev. B, 78 085131 (2008)
- [13] M. Ito, C. Goutaudier, Y. Guyot, K. Lebbou, T. Fukuda, G. Boulon, J. Phys. Cond. Matter 16, 1501-1521 (2004)
- [14] S. Hraiech, A. Jouini, K. J. Kim, Y. Guyot, A. Yoshikawa, G. Boulon, Rad. Meas. 45, 323-327 (2010)
- [15] S. Ricaud, D.N. Papadopoulos, P. Camy, J.L. Doualan, R. Moncorgé, A. Courjaud, E. Mottay, P. Georges, F. Druon, Opt. Lett. 35 (22) (2010)

**DEVELOPPEMENT D'UN OSCILLATEUR PARAMETRIQUE OPTIQUE SIMPLEMENT RESONANT ET ACCORDABLE SUR 500 GHZ DANS LE MIR POUR LA DETECTION DE TRACE PAR SPECTROSCOPIE CRDS**

**Emeline Andrieux<sup>1</sup>, Abdallah Rihan<sup>1</sup>, Malo Cadoret<sup>1</sup>, Jean-Jacques Zondy<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Laboratoire Commun de Métrologie LNE-CNAM, 61 rue du Landy, 93210 La Plaine Saint-Denis, France.

Emeline.Andrieux@cnam.fr

**RÉSUMÉ**

Un oscillateur paramétrique optique simplement résonant (SRO) est stabilisé en fréquence au niveau du kilo-Hertz par asservissement en transmission sur le pic d'un Fabry-Perot confocal de grande finesse. Un balayage mono-fréquence sans précédent de 500 GHz ( $17 \text{ cm}^{-1}$ ), a ainsi pu être réalisé dans le MIR à  $3,3 \mu\text{m}$ .

**MOTS-CLEFS :** *optique non-linéaire ; oscillateur paramétrique optique ; spectroscopie*

**1. INTRODUCTION**

Il est important de bénéficier de sources laser continues dans le moyen infra-rouge (MIR) ( $2\text{-}20\mu\text{m}$ ) pour effectuer la spectroscopie de molécules sur leur raie ro-vibrationnelle fondamentale. Pour ce faire, un oscillateur paramétrique optique (SRO) basé sur un cristal non linéaire de niobate de lithium dopé 5%-MgO et périodiquement polarisé (5%-ppMgCLN) constitue une source laser d'intérêt pour venir sonder des molécules comme le méthane ( $\text{CH}_4$ ) ou les formaldéhydes ( $\text{CH}_2\text{O}$ ) dans une gamme de longueur d'onde comprise entre  $2\text{-}4 \mu\text{m}$ . Bien que l'accordabilité d'un PPLN-SRO puisse se faire en ajustant la température du cristal, le balayage de l'onde complémentaire (idler) sans sauts de modes, est plus aisément obtenu par balayage de l'onde pompe. Jusqu'à aujourd'hui, la plus grande plage de balayage jamais obtenue dans un SRO pompé par un laser à  $1064 \text{ nm}$  était de  $150 \text{ GHz}$  ( $5 \text{ cm}^{-1}$ ) [1]. Cependant, du fait des propriétés de dispersion du matériau ppMgCLN pompé à une longueur d'onde proche de  $\lambda_p=1064 \text{ nm}$ , ( $\partial\Delta k_{\text{QPM}}/\partial\lambda_p=0$ ) [2] le désaccord de phase  $\Delta k_{\text{QPM}}=k_p-k_s-k_i-2\pi/\Lambda$  (ou  $\Lambda$  est le pas du réseau d'inversion de polarisation) ne varie pas significativement durant le balayage en fréquence de la pompe permettant une excursion en fréquence sans sauts de modes plus importante. En pratique, des sauts de modes persistent et il devient nécessaire de stabiliser la cavité si l'on veut accroître l'excursion en fréquence. Nous présentons dans cette communication un balayage sans saut de modes sans précédent de  $500 \text{ GHz}$  ( $17 \text{ cm}^{-1}$ ) à  $3,3 \mu\text{m}$ , par asservissement de notre cavité SRO sur le pic de transmission d'une cavité Fabry-Perot de haute finesse.

**2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL DU SRO STABILISE EN FREQUENCE**

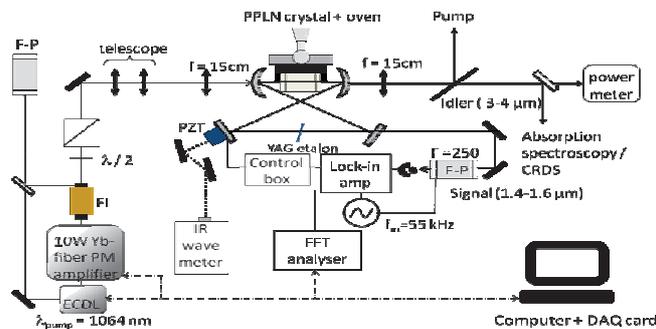


Fig. 1 : Dispositif expérimental du SRO

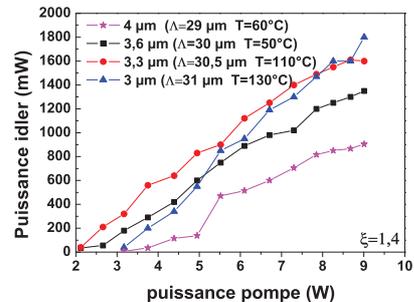


Fig. 2 : Puissance idler

Le dispositif expérimental du SRO est représenté sur la figure 1. Le laser de pompe est une diode laser en cavité étendue balayable sans saut de modes sur 1050-1070 nm, amplifiée par un amplificateur Yb-fibré de puissance 10 W. Le seuil du SRO varie entre 2 et 3 W. La puissance idler maximale obtenue est de 1,8 W pour  $\lambda_i=3 \mu\text{m}$  et une puissance de pompe  $P_p=9\text{W}$  comme indiqué sur la figure 2. Sans asservissement, un balayage sans sauts de modes de l'onde idler sur  $\Delta\nu_i=175 \text{ GHz}$  a été obtenu, limité principalement par les fluctuations de longueur de la cavité SRO à basse fréquence.

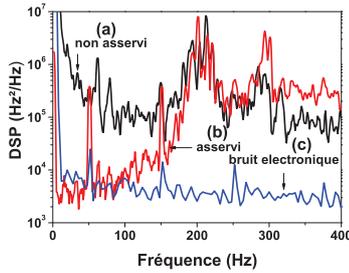


Fig. 3 : Densité spectrale de puissance

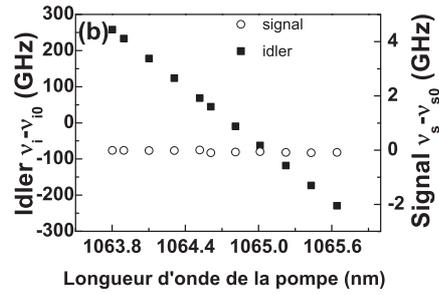


Fig. 4: Balayage idler sur 500 GHz

Pour réduire ces fluctuations, la cavité SRO est asservie sur le pic de transmission d'une cavité Fabry-Perot de grande finesse ( $F=250$ ). Le signal d'erreur est envoyé dans un filtre double intégrateur permettant d'augmenter le gain à basse fréquence et le signal de correction sur la cale PZT de la cavité. La figure 3 (b) est la densité spectrale de puissance de bruit de fréquence ( $S_\nu(f)$ ) de l'onde signal asservie sur le FP. En faisant l'hypothèse d'un bruit blanc de fréquence sur la bande passante (BW) de l'asservissement, il est possible de calculer l'écart type des fluctuations de fréquence  $\delta\nu_s$  de l'onde signal relativement à la cavité Fabry-Perot.

$$\delta\nu_s = \sqrt{\pi \int_{1/T}^{BW} S_\nu(f) df} \approx 4 \text{ kHz} \quad (1)$$

Ce résultat est équivalent au résultat obtenu dans [3].

La figure 4 montre le balayage de 500 GHz obtenu sur l'onde idler lorsque le SRO est asservi.

### CONCLUSION

Nous avons démontré un balayage mono-fréquence sans sauts de mode sur une plage de fréquence de 500 GHz de l'onde idler en asservissant la cavité SRO sur un résonateur de Fabry-Perot [4]. Cette large accordabilité continue pourrait être utilisée pour la spectroscopie haute résolution multi-espèces dans le MIR, notamment pour la spectroscopie (sub)-Doppler de  $\text{CH}_4$  à  $3,3 \mu\text{m}$  par CRDS.

### REFERENCES

- [1] M.M.J.W. Van Herpen, S.E. Bisson, A.K.Y Ngai, F.J.M. Harren, "Combined wide pump tuning and high power of a continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator", *Appl. Phys. B*, **78**, 281 (2004).
- [2] R. Das, S.C. Kumar, G.K. Samanta and M. Ebrahim-Zadeh, "Broadband, high power, continuous-wave, mid-infrared source using extended phase-matching bandwidth in MgO:PPLN", *Opt. Lett.* **34**, 3836 (2009).
- [3] O. Mhibik, Thu-Hien My, D. Paboeuf, F. Bretenaker and C. Drag, "Frequency stabilization at the kilohertz level of a continuous intra-cavity doubled singly resonant optical parametric oscillator", *Opt. Lett.* **35**, 2364 (2010).
- [4] E. Andrieux, T. Zanon, M. Cadoret, A. Rihan and JJ. Zondy "500 GHz mode-hop-free idler tuning range with a frequency-stabilized singly resonant optical parametric oscillator", *Opt. Lett.* **36**, Iss.7 pp. 1212-1214 (2011).



## DÉVELOPPEMENT DE NANO-MEMBRANES À CRISTAL PHOTONIQUE POUR L'OPTOMÉCANIQUE

T. Antoni<sup>1</sup>, R. Braive<sup>2</sup>, A. Kuhn<sup>1</sup>, T. Briant<sup>1</sup>, P-F. Cohadon<sup>1</sup>, I. Abram<sup>2</sup>, G. Beaudoin<sup>2</sup>, I. Sagnes<sup>2</sup>  
I. Robert-Philip<sup>2</sup> et A. Heidmann<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-ENS-CNRS Case 74, 4 place Jussieu, F75252 Paris Cedex 05, France*

<sup>2</sup> *Laboratoire de Photonique et Nanostructures LPN-CNRS, UPR-20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France*

thomas.antoni@spectro.jussieu.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons une étude sur les caractéristiques mécaniques et optiques de nano-membranes à cristal photonique, en vue de les utiliser comme miroir mobile dans une cavité Fabry-Perot pour l'observation d'effets optomécaniques. Ces membranes suspendues présentent des modes mécaniques dans le mégahertz avec des facteurs de qualité de plusieurs milliers. Leur réflectivité optique à incidence normale atteint des valeurs de l'ordre de 95 %. Ces propriétés, ainsi que leur très faible masse, font de ces membranes des objets très prometteurs pour l'étude du couplage optomécanique.

**MOTS-CLEFS :** *optomécanique, membrane à cristal photonique*

L'optomécanique en cavité est l'objet d'une recherche très active depuis une dizaine d'année, dans le but notamment d'observer des résonateurs mécaniques macroscopiques dans leur régime quantique [1]. Nous nous proposons ici d'utiliser comme résonateur des membranes à cristaux photoniques. Ces membranes doivent à la fois présenter de bonnes caractéristiques mécaniques afin de pouvoir être refroidies optiquement, mais également de bonnes caractéristiques optiques afin de faire office de miroir dans une cavité Fabry-Perot.

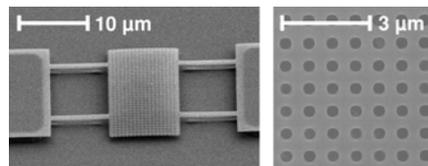


FIGURE 1 : Images au microscope électronique à balayage d'une membrane à cristal photonique tenue par quatre ponts de découplage de  $8 \mu\text{m}$  de long et  $0,5 \mu\text{m}$  de large (à gauche), et du cristal photonique (à droite).

Les membranes étudiées ici sont faites en phosphore d'indium, le cristal photonique est défini par ICP, puis la couche sacrificielle sous la membrane est retirée par gravure humide [2]. Nous obtenons ainsi des objets de dimensions caractéristiques  $10 \times 20 \times 0,200 \mu\text{m}^3$ , pour une masse de 150 pg. Les membranes sont tenues par quatre ponts de découplage placés sur la longueur de la membrane (cf. fig. 1). La position de ces ponts a été optimisée numériquement afin de diminuer les pertes mécaniques par ancrage.

Afin d'étudier les modes de vibration de nos membranes, nous avons mis en place un banc de caractérisation sous vide par interférométrie de type Michelson. Les échantillons sont excités à l'aide d'une cale piezo-électrique, permettant ainsi de détecter leurs modes propres de vibration et de mesurer leur fréquence de résonance ( $\Omega_m$ ) et leur facteur de qualité ( $Q_m$ ) (cf. fig. 2).

Comme le montre la figure 2, les fréquences de résonance sont de l'ordre de quelques mégahertz, avec le mode fondamental (0,0) à une fréquence de 2,5 MHz. Les facteurs de qualité mesurés par une

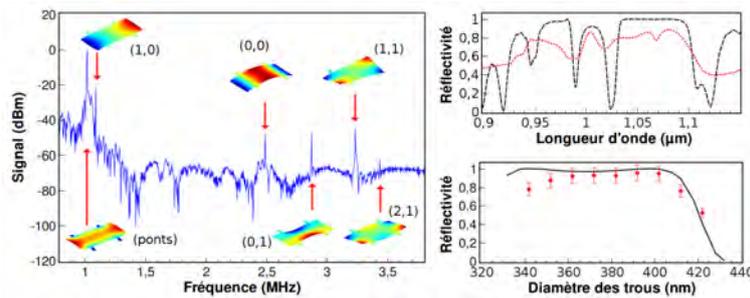


FIGURE 2 : Gauche : Spectre de déplacement d’une membrane à cristal photonique ayant des ponts de découplage de  $8 \mu\text{m}$  de long et  $0,5 \mu\text{m}$  de large. Droite : Comportement optique de membranes de  $260 \text{ nm}$  d’épaisseur avec un cristal photonique ayant un pas de  $725 \text{ nm}$ . Haut : Mesure expérimentale au FTIR de la réflectivité (rouge) et les simulations correspondantes (pointillés noirs) pour des membranes de  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$  ayant des ouvertures circulaires de  $392 \text{ nm}$ , en fonction de la longueur d’onde. Bas : Mesure (points rouges) et simulation (courbe noire) de la valeur absolue de la réflectivité à  $1064 \text{ nm}$  pour des membranes de  $20 \times 10 \mu\text{m}^2$ .

technique de *ring-down*, et atteignent des valeurs entre 2 000 et 10 000. Nous avons étudié les différents mécanismes de dissipation à l’œuvre dans ces structures afin d’optimiser le facteur de qualité. Les effets d’amortissement visqueux, de *squeezed-film*, les effets thermoélastiques et de fuite vers le substrat ont été éliminés. Nous pensons ainsi que les facteurs de qualité de nos structures sont actuellement limités par des effets de surface – dus aux dimensions extrêmes de l’objet – où à des défauts cristallins pouvant provenir de l’épitaxie ou de la fabrication.

Afin d’être utilisées comme miroir d’une cavité Fabry-Perot, les membranes doivent également présenter une réflectivité optique maximale pour un faisceau laser incident de façon normale à la surface. Pour ce faire, nous avons réalisé un cristal photonique de maille carré qui présente des modes lents au point  $\Gamma$ , permettant ainsi de diminuer le signal transmis ainsi que les pertes dans le plan. Pour s’affranchir des inhomogénéités de fabrication, il est de plus nécessaire d’avoir une réflectivité large bande, que nous obtenons en superposant plusieurs modes de Bloch [3]. Des simulations numériques nous ont permis de déterminer les paramètres du cristal photonique permettant d’obtenir une réflectivité proche de l’unité sur une plage  $50 \text{ nm}$  de large autour de  $1064 \text{ nm}$ . Nous avons caractérisé expérimentalement les propriétés optiques avec des membranes entièrement encastrées : nous avons obtenu un bon accord spectral ainsi que des valeurs absolues de  $95 \pm 8\%$  (cf. fig. 2), même sur de petites structures de  $20 \times 10 \mu\text{m}^2$ .

En conclusion, les caractéristiques mécaniques et optiques de ces membranes en font de bons candidats pour l’optomécanique. À partir des mesures précédentes, nous pouvons espérer atteindre des sensibilités  $\delta x_{\text{shot}} \simeq 2 \times 10^{-17} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$  en utilisant la membrane comme miroir de fond d’une cavité Fabry-Perot. Ce déplacement minimal est quatre ordres de grandeur en-dessous du bruit thermique à résonance à  $300 \text{ K}$  ( $\delta x_T = \sqrt{2Q_m k_B T / (M\Omega_m^3)} \simeq 2 \times 10^{-13} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$ ), et du même ordre de grandeur que le déplacement dans l’état fondamental ( $\delta x_Q \simeq 5 \times 10^{-17} \text{ m}/\sqrt{\text{Hz}}$  à  $T \simeq 150 \mu\text{K}$ ). L’amélioration des facteurs de qualité mécanique devrait permettre d’atteindre l’état fondamental de ces membranes en combinant des méthodes de refroidissement cryogénique et par l’action de la pression de radiation.

Cette étude a été en partie financée par le projet QNems (programme européen FP7), et par le projet Naomi du C’Nano Île-de-France.

## RÉFÉRENCES

- [1] O. Arcizet and al., “Radiation-pressure cooling and optomechanical instability of a micro-mirror,” *Nature*, vol. 444, no. 71, 2006.
- [2] A. Talneau and al., “Efficient coupling to W1 photonic crystal waveguide on InP membrane through suspended access guides,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 6, p. 061105, 2008.
- [3] S. Boutami and al., “Ultimate vertical Fabry-Perot cavity based on single-layer photonic crystal mirrors,” *Opt. Express*, vol. 15, no. 19, pp. 12 443–12 449, 2007.

## STABILISATION DE FRÉQUENCE SUR UNE LIGNE À RETARD OPTIQUE : SENSIBILITÉ AUX VIBRATIONS ET BRUIT DE FRÉQUENCE

Bérengère Argence<sup>1</sup>, Tang Li<sup>1</sup>, Adil Haboucha<sup>1</sup>, Haifeng Jiang<sup>1</sup>, Jean-Laurent Dournaux<sup>2</sup>,  
Désiré Koné<sup>1</sup>, Pierre Lemonde<sup>1</sup>, Giorgio Santarelli<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire National de Métrologie et d'Essais-Système de Références Temps-Espace (LNE-SYRTE),  
Observatoire de Paris, UPMC and CNRS, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

<sup>2</sup> GEPI, Observatoire de Paris, CNRS, 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France

Berengere.Argence@obspm.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons les développements réalisés pour stabiliser la fréquence d'un laser en utilisant un interféromètre de Michelson entièrement fibré à bras très inégaux. Le bras long de l'interféromètre est constitué d'une bobine autour de laquelle une fibre a été enroulée et d'un modulateur acousto-optique permettant d'implanter la technique hétérodyne. La géométrie des bobines a été optimisée afin de minimiser la sensibilité aux vibrations de la fibre qui est l'un des paramètres limitant la stabilité de fréquence. Les résultats en terme de sensibilité à l'accélération des bobines ainsi que le bruit de fréquence obtenus avec ce dispositif seront exposés.

**MOTS-CLEFS :** *stabilisation de fréquence ; interféromètre de Michelson ; ligne à retard optique ; sensibilité aux vibrations*

### 1. INTRODUCTION

L'utilisation d'un interféromètre à ligne à retard a déjà montré qu'un bruit de fréquence meilleur que  $1 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$  pouvait être atteint dans la gamme de fréquence comprise entre 1 Hz et quelques dizaines de kHz [1]. Pour une échelle de temps supérieure à  $\tau = \Delta L/c$ ,  $\Delta L$  étant la différence de longueur des bras de l'interféromètre, le bruit relatif de fréquence  $\delta\nu/\nu_0$  ( $\nu_0$  étant la fréquence optique) est proportionnel aux fluctuations relatives de chemin optique  $\delta(\Delta L)/\Delta L$ . Différentes sources de bruit (thermiques, acoustiques, ...) [2] peuvent générer des fluctuations de chemin optique dont il est possible d'atténuer les effets par l'utilisation d'une enceinte de protection éventuellement couplée à l'utilisation d'une stabilisation active en température de la fibre. Nous nous focaliserons ici sur les fluctuations apportées par des bruits d'accélération qui se sont avérés être un paramètre important limitant le bruit de fréquence.

### 2. CONCEPTION DES BOBINES

Les premiers résultats de très faible sensibilité à l'accélération  $\Gamma = 1/\nu_0 \sqrt{S_v(f)/S_a(f)}$ , où  $S_v(f)$  est la densité spectrale du bruit de fréquence et  $S_a(f)$  du bruit d'accélération, de bobines fibrées ont été reportés au début des années 2000 [3]. Deux bobines fibrées identiques chacune présentant une sensibilité à l'accélération suivant la direction axiale de l'ordre de  $3 \cdot 10^{-10}/\text{ms}^{-2}$  ont été fixées de manière symétrique et mises en série.<sup>1</sup> Ce montage a permis d'obtenir une sensibilité à l'accélération de la fibre totale proche de  $10^{-11}/\text{ms}^{-2}$ . Cette valeur est comparable à l'état de l'art des performances obtenues pour des objets rigides de type cavités ultra-stables. A partir de cette idée et de l'expérience acquise sur des structures simples, un programme d'études a été entrepris basé sur une modélisation aux éléments finis des bobines. Deux hypothèses ont guidé cette étude. La première est que les variations relatives de la longueur optique de la fibre sont égales à celles de la surface de la bobine. La seconde repose sur la possibilité de construire de manière reproductible les deux bobines afin que leurs déformations soient aussi identiques que possible. Différentes simulations visant à déterminer la géométrie optimale -

1. Nous négligerons ici la sensibilité aux vibrations suivant la direction radiale qui est au moins un ordre de grandeur plus faible que celle suivant l'axe de la bobine.

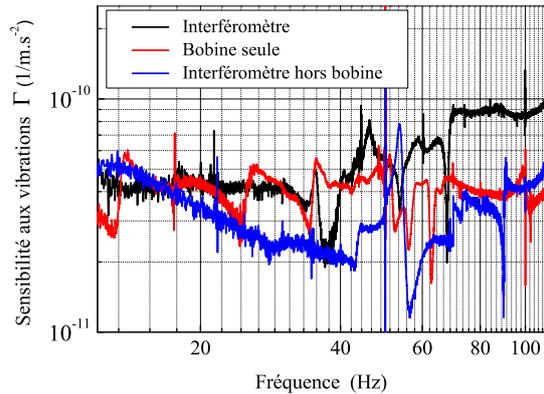


FIGURE 1 : A gauche, est présentée une photographie des bobines dans leur enceinte de protection. A droite, la sensibilité relative aux vibrations d’une bobine fibrée de 300 m, d’une partie de l’interféromètre (coupleur + AOM + miroirs de Faraday hors bobine) et de l’interféromètre au complet, pour une accélération maximale de 1 mg.

permettant de minimiser la sensibilité verticale aux vibrations et d’annuler les déformations mécaniques liées à la façon de fixer les bobines - ont ainsi abouti à la réalisation de deux bobines à partir de pièces monolithiques en titane présentant une première résonance mécanique aux alentours de 1,5 kHz (voir figure 1 de gauche).

### 3. SENSIBILITÉ AUX VIBRATIONS

Les résultats préliminaires de sensibilité relative aux vibrations  $\Gamma$  d’une bobine sont représentés en rouge sur la figure 1 de droite. Ils sont compris entre 3 et  $5 \cdot 10^{-11} / \text{ms}^{-2}$  sur toute la bande de fréquence qu’il nous est possible d’étudier avec la plateforme utilisée. Les sensibilités de l’interféromètre hors bobine ainsi que l’interféromètre au complet sont également présentées. L’influence de la partie fibrée hors bobine sur la sensibilité totale est actuellement examinée avant de passer à la configuration symétrique des bobines. De même, les performances de stabilité de fréquence de l’interféromètre n’ont pas encore été étudiées mais seront présentées lors de la conférence. Les précédents résultats, obtenus avec des fibres non stabilisés en température et des bobines non conçues pour limiter la sensibilité aux déformations, étaient compris entre 0,1 et  $1 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$  de 1 Hz à 10 kHz [1, 4]. L’optimisation de la sensibilité aux déformations présentée ici devrait conduire à une amélioration de ces performances, en particulier dans la gamme 1-10 Hz.

### CONCLUSION

Les résultats préliminaires de sensibilité aux vibrations d’une bobine, de l’ordre de  $4 \cdot 10^{-11} / \text{ms}^{-2}$ , sont très encourageants. En conséquence, cela constitue un pas important vers l’optimisation de ce système de stabilisation de fréquence, qui pourrait à terme s’avérer une alternative simple aux cavités de type Fabry-Pérot en présentant un dispositif plus compact et ainsi plus facilement transportable.

### RÉFÉRENCES

- [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,” *Optics Letters*, vol. 34, no. 7, 2009.
- [2] Y. Chen, “Use of single-mode optical fiber in the stabilization of laser frequency,” *Optical Society of America*, vol. 28, pp. 2017–2021, 1989.
- [3] S. Huang, M. Tu, S. Yao, , and L. Maleki, “A ”Turnkey” Optoelectronic Oscillator with Low Acceleration Sensitivity,” 2000, <http://hdl.handle.net/2014/142116>.
- [4] H. Jiang, “Développements de liens optiques ultra-stables pour le transfert de fréquences à longues distances,” Ph.D. dissertation, Université Paris 13, 2010.

## CONDENSATION ET THERMALISATION D'ONDES CLASSIQUES DANS UN GUIDE D'ONDES OPTIQUE

P. Aschieri<sup>1</sup>, C. Michel<sup>2</sup>, J. Garnier<sup>3</sup>, J. Fleischer<sup>4</sup>, C. Sun<sup>4</sup>, S. Rica<sup>5</sup>, A. Picozzi<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, UMR CNRS 6622, 06108 Nice, France

<sup>2</sup> Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR CNRS 5209, 21078 Dijon, France

<sup>3</sup> Laboratoire de Probabilités et Modèles Aléatoires, UMR CNRS 7599, 75251 Paris, France

<sup>4</sup> Department of Electrical Engineering, Princeton University, New Jersey 08544, USA

<sup>5</sup> Institut Non Linéaire de Nice, UMR CNRS 6618, 06560 Nice, France

Antonio.Picozzi@u-bourgogne.fr

### RÉSUMÉ

Nous montrons qu'au cours de sa propagation dans un guide d'onde multimode, une onde incohérente non linéaire exhibe un processus de thermalisation caractérisé par une équipartition d'énergie sur les modes du guide. Une conséquence de cet effet de thermalisation est l'évolution de l'onde vers un état d'équilibre condensé dans lequel le mode fondamental du guide se peuple macroscopiquement. Une équation cinétique de turbulence d'ondes est dérivée sur la base des modes propres du guide. Un bon accord entre la théorie et les simulations numériques est obtenu sans l'emploi de paramètres ajustables. Une étude expérimentale préliminaire est présentée.

**MOTS-CLEFS :** *Thermalisation optique ; Condensation ; Turbulence d'ondes*

### 1. INTRODUCTION

La propagation d'un champ optique incohérent dans un milieu non linéaire peut se caractériser par une évolution irréversible vers un état d'équilibre thermodynamique qui maximise l'entropie du champ. Ce processus de thermalisation peut s'accompagner d'un effet de condensation du champ optique : le mode fondamental du champ se peuple de façon macroscopique au détriment des autres modes [1]. Une fréquence de coupure qui régularise la catastrophe ultraviolette du champ classique est généralement introduite de façon artificielle dans la théorie. Nous montrons qu'une fréquence de coupure physique apparaît naturellement dès lors que l'on considère la propagation du champ optique dans un guide d'ondes [2].

### 2. MODELISATION NUMERIQUE

La propagation d'une onde non linéaire dans un guide d'onde multimode est décrite par l'équation de Schrödinger non linéaire (NLS) avec potentiel extérieur [2]

$$i\partial_z\psi = -\alpha\nabla_{\perp}^2\psi + V(\mathbf{r})\psi + \gamma|\psi|^2\psi \quad (1)$$

où  $\alpha$  est le coefficient de diffraction,  $\gamma$  le coefficient non linéaire et  $V(\mathbf{r})$  le potentiel extérieur.

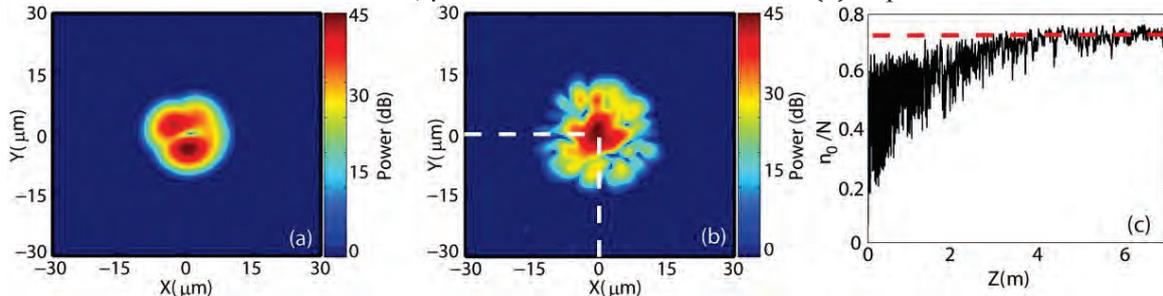


Figure 1 : Intensités du champ pour (a) la condition initiale, et (b) à  $z=7\text{m}$  obtenues en intégrant l'éq. (1) pour une fibre optique à gradient d'indice. (c) Puissance condensée dans le mode fondamental vs distance de propagation  $z$ .

Les Figs. 1(a) et (b) illustrent une évolution typique de l'intensité du champ modélisée par l'éq. (1). Les fluctuations de faible amplitude (Fig. 1(b)) reflètent un peuplement non négligeable des modes

d'ordre élevés et témoignent du processus de thermalisation. L'effet de condensation se caractérise par une croissance de  $n_0/N$  qui sature à l'équilibre (Fig. 1(c)). En décomposant le champ optique sur les modes propres du guide,  $\psi(\mathbf{r}, z) = \sum_m \mathbf{c}_m(z) \mathbf{u}_m(\mathbf{r}) \exp(-i\beta_m z)$ , où  $\mathbf{u}_m(\mathbf{r})$  est le mode transverse d'ordre  $\{\mathbf{m}\} = (m_x, m_y)$ ,  $\mathbf{c}_m(z)$  son poids, et  $\beta_m$  sa constante de propagation, nous avons dérivé l'équation cinétique décrivant l'évolution de l'occupation modale du champ [2]

$$\partial_z n_\kappa(z) = \frac{4\pi\gamma^2}{\beta_0^6} \iiint d\kappa_1 d\kappa_2 d\kappa_3 \delta(\beta_{\kappa_1} + \beta_{\kappa_3} - \beta_{\kappa_2} - \beta_\kappa) \times |W_{\kappa\kappa_1\kappa_2\kappa_3}|^2 n_\kappa n_{\kappa_1} n_{\kappa_2} n_{\kappa_3} \\ \times (n_\kappa^{-1} + n_{\kappa_2}^{-1} - n_{\kappa_1}^{-1} - n_{\kappa_3}^{-1}) + \frac{8\pi\gamma^2}{\beta_0^2} \int d\kappa_1 \delta(\beta_{\kappa_1} - \beta_\kappa) |U_{\kappa\kappa_1}(n)|^2 (n_{\kappa_1} - n_\kappa) \quad (2)$$

avec  $n_\kappa = n_{\{\mathbf{m}\}} = \langle |\int \psi(\mathbf{r}, z) u_m^*(\mathbf{r}) d\mathbf{r}|^2 \rangle = \langle |c_m(z)|^2 \rangle$ ,  $U_{\kappa\kappa_1}(n) = 1/\beta_0 \int d\kappa' W_{\kappa\kappa_1\kappa'\kappa} n_{\kappa'}$  et  $W_{mpqs} = \int u_m^*(\mathbf{r}) u_p(\mathbf{r}) u_q^*(\mathbf{r}) u_s(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$ . Cette équation cinétique exhibe un théorème  $H$ , ce qui permet d'obtenir le spectre d'équilibre thermodynamique:  $n_\kappa^{\text{eq}} = T/(\beta_\kappa - \mu)$ ,  $T$  et  $\mu$  étant des constantes associées à la conservation de l'énergie  $E = \beta_0^{-2} \int d\kappa \beta_\kappa n_\kappa$  et de la puissance  $N = \beta_0^{-2} \int d\kappa n_\kappa$ . Cet état d'équilibre traduit une équipartition d'énergie sur les modes du guide (Cf. Fig. 2(b)), ainsi qu'une divergence en  $\mu = \beta_0$ , qui conduit à l'effet de condensation. La fraction de puissance condensée dans le mode fondamental peut être calculée à partir de cet état d'équilibre en fonction de l'énergie. Un très bon accord est obtenu avec les simulations numériques (Cf. Fig. 2(c)). On peut montrer que le nombre fini de modes du guide conduit à une fréquence de coupure effective qui régularise la catastrophe ultraviolette du champ optique classique [2].

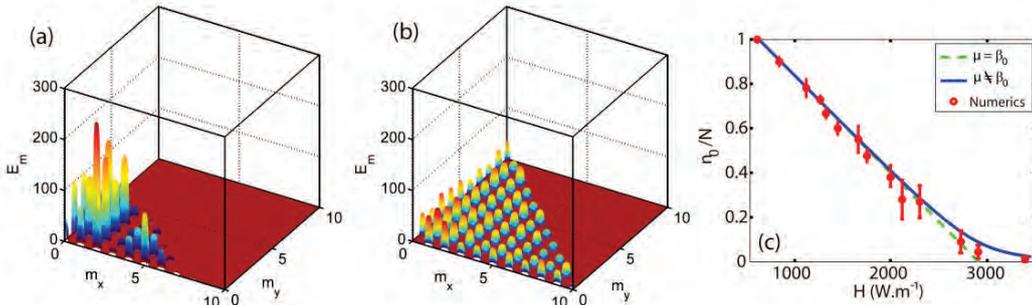


Figure 2 : Distribution d'énergie parmi les modes du guide: condition initiale (a), à l'équilibre thermodynamique (b). (c) Fraction de puissance condensée dans le mode fondamental  $n_0/N$  vs énergie (Hamiltonien) : un bon accord est obtenu entre la théorie (ligne bleu) et les simulations numériques sans l'emploi de paramètres ajustables.

### 3. APPROCHE EXPERIMENTALE PRELIMINAIRE

Une expérience préliminaire mettant en évidence la condensation d'ondes optiques classiques a été réalisée dans un cristal photoréfractif défocalisant en collaboration avec l'Un. de Princeton [3] (Fig. 3). Cette expérience a également permis de montrer qu'une équipartition d'énergie s'établit dans la queue du spectre d'équilibre de l'onde.

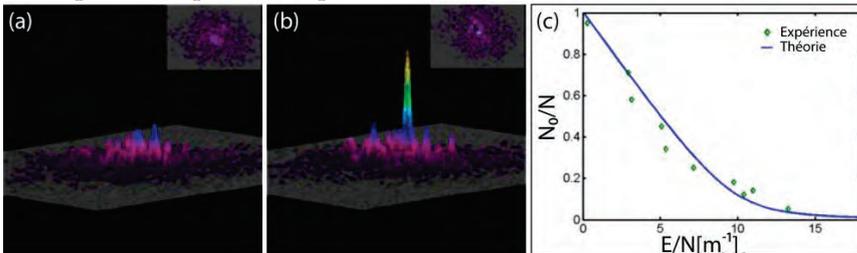


Figure 3 : Spectre expérimental de l'onde en régime linéaire (a), en régime non linéaire (b). (c) Fraction de puissance condensée  $n_0/N$  vs énergie : expérience (points), théorie (ligne bleue continue).

### REFERENCES

- [1] C. Connaughton, C. Josserand, A. Picozzi, Y. Pomeau, S. Rica., *Phy. Rev. Lett.* **95**, 263901 (2005).
- [2] P. Aschieri, J. Garnier, C. Michel, V. Doya, A. Picozzi, *Physical Review A* **83**, 033838 (2011).
- [3] C. Sun, S. Jia, C. Barsi, A. Picozzi, S. Rica, J. Fleischer, *Nonlinear Photonics* (Karlsruhe, Allemagne, 2010), p. NMD5.

**TRANSFERT DE QUALITE DE FAISCEAU PAR COUPLAGE DE CAVITES LASERS****Sandrine Auroux<sup>1,2</sup>, Vincent Kermène<sup>1</sup>, Agnès Desfarges-Berthelemot<sup>1</sup>, Alain Barthélémy<sup>1</sup>**<sup>1</sup> *Xlim, UMR CNRS 6172, 123 Avenue A. Thomas, 87060 Limoges Cedex, France*<sup>2</sup> *ASTRIUM SAS, 6 rue L. Pichat, 75016 Paris, France*

sandrine.auroux@xlim.fr

**RESUME**

Cet article concerne la mise en forme spatiale d'un faisceau laser multimodal dans une cavité interféromètre. Nous avons montré, numériquement et expérimentalement, que coupler une cavité laser spatialement multimodale à une autre unimodale permet d'imposer une bonne qualité spatiale du faisceau issu de ce premier laser. L'oscillateur unimodal même faiblement énergétique suffit à convertir le faisceau multimodal en faisceau unimodal.

**MOTS-CLEFS :** *mise en forme de faisceaux lasers ; lasers interféromètres*

**1. INTRODUCTION**

La combinaison de lasers est aujourd'hui très exploitée dans le but de dépasser, en termes d'énergie émise, les limites des sources à amplification conventionnelle série. De nombreuses architectures ont ainsi été expérimentées, notamment des configurations permettant d'ajuster les relations de phase entre les différents faisceaux émis afin de les combiner de façon cohérente. L'une d'elle, simple à mettre en œuvre, consiste à coupler de manière passive des lasers dans une cavité interféromètre [1]. Les faisceaux issus des différents amplificateurs sont superposés sur un élément combineur et partagent une voie commune jusqu'au coupleur de sortie du système laser ramifié. Le spectre d'émission du laser interféromètre s'ajuste spontanément de façon à minimiser les pertes intracavité, notamment sur le combineur, en privilégiant les émissions en phase des différents amplificateurs du laser. Cette méthode permet d'obtenir un faisceau combiné hautement énergétique et d'aussi bonne qualité spatiale que les faisceaux issus des lasers élémentaires. Cette architecture a également été expérimentée avec des lasers élémentaires émettant des faisceaux spatialement multimodaux. Il a notamment été montré que lorsque l'un de ces faisceaux est maintenu unimodal, il améliore la qualité spatiale du faisceau combiné émis [2]. Dans cet article, nous rapportons une méthode, basée sur l'utilisation d'une architecture laser de type Michelson, permettant une diminution du contenu modal de l'émission d'une cavité à grand nombre de Fresnel.

**2. ETUDE NUMERIQUE ET EXPERIMENTALE DE DEUX LASERS, L'UN SPATIALEMENT MULTIMODAL ET L'AUTRE UNIMODAL, COUPLES DANS UNE CAVITE INTERFEROMETRE**

Nous avons tout d'abord développé un modèle numérique permettant de simuler les comportements transverses des champs lasers dans ces cavités couplées. Pour cela nous avons pris en compte les paramètres expérimentaux des milieux amplificateurs et la géométrie des cavités. Le schéma de l'architecture modélisée est représenté figure 1.a. Le laser composite est constitué de deux cavités linéaires simples refermées par deux miroirs plans de réflectivité maximale. Une lentille thermique permet de stabiliser ces cavités. Une séparatrice 50/50 couple les champs des deux oscillateurs. Nous pouvons observer l'éclairement des faisceaux issus des deux sous-cavités par l'intermédiaire de coupleurs de sortie indépendants. Une des deux sous-cavités est rendue multimodale par l'insertion d'une lentille L dont la distance focale et la position dans la cavité permettent d'ajuster le nombre de Fresnel de cette dernière. Le positionnement de cette lentille est choisi de façon à ce que les caractéristiques des champs issus des deux cavités indépendantes (sans séparatrice) soient très différentes. Ainsi, numériquement, les paramètres  $M^2$  des faisceaux délivrés par les lasers élémentaires multimodal et unimodal sont respectivement  $M^2_{x1}=M^2_{y1}=2,5$ , Fig. 1.b, et

$M^2_{x2}=M^2_{y2}=1,13$ . Lorsque les deux cavités sont couplées, les faisceaux de sortie sont alors tous les deux de bonne qualité spatiale ( $M^2_{x1}=M^2_{y1}=1,35$ , Fig. 1.c ;  $M^2_{x2}=M^2_{y2}=1,39$ ). Nous montrons donc numériquement que le faisceau multimodal (cavités non-couplées) a été nettoyé par le faisceau unimodal dans la cavité interféromètre.

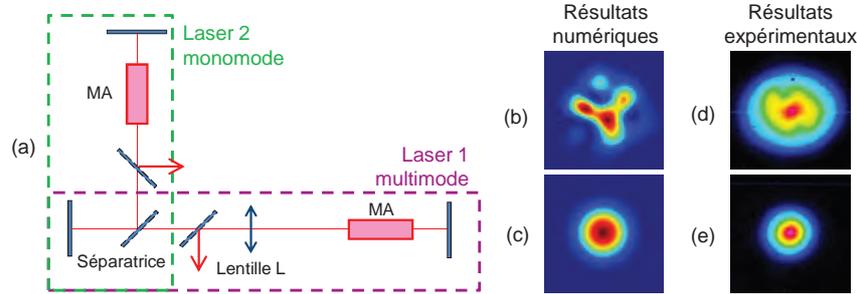


Fig. 1 : (a) Schéma représentant deux cavités couplées dans une architecture interféromètre, (b) et (d) Faisceau issu de la cavité 1 élémentaire (non-couplée), (c) et (e) Faisceau issu de la cavité 1 couplée.

Nous avons expérimenté cette configuration avec deux barreaux de Nd:YAG pompés longitudinalement par diode laser. Les deux oscillateurs élémentaires fonctionnent en régime impulsionnel relaxé. Les cavités, de longueur 70cm, sont fermées à une extrémité par un miroir dichroïque ( $R_{max}$  à 1064nm,  $T_{max}$  à 808nm) et à l'autre extrémité par un miroir hautement réfléchissant à 1064nm. Le faisceau émis par le laser élémentaire 2 est de bonne qualité spatiale (1,3 fois la limite de diffraction), et transporte 24mJ par impulsion. La lentille L de focale 2m permet de dégrader la qualité spatiale du faisceau émis par la cavité 1. Le faisceau de sortie (Fig. 1.d) présente ainsi une émission spatialement multimodale (3,4 fois la limite de diffraction selon x, et 2,4 fois selon y), et transporte 28mJ par impulsion. Les caractéristiques spatiales des faisceaux émis par les deux cavités couplées suivant le schéma de la figure 1.a sont modifiées. En effet le faisceau de sortie de la cavité 1 (Fig. 1.e) présente maintenant une bonne qualité spatiale (1,2 fois la limite de diffraction selon x et 1,1 fois selon y). Ce faisceau, initialement spatialement multimodal, a ainsi été converti en faisceau unimodal grâce à la cavité interféromètre. Dans cette configuration où l'une des cavités est à grand nombre de Fresnel, les pertes sont faibles puisque nous avons extrait 92% de l'énergie délivrée par le même laser interféromètre mais constitué de cavités émettant des faisceaux spatialement unimodaux.

Dans une seconde expérience, nous avons montré que la mise en forme du faisceau multimodal est assez peu sensible aux caractéristiques énergétiques de la cavité unimodale. Ainsi, un gain en brillance a également été mesuré avec les mêmes cavités élémentaires mais avec un rapport de 11 entre l'énergie émise par le laser multimodal et celle émise par le laser unimodal. Lorsque ces deux lasers sont couplés, le faisceau émis par la cavité 1 présente également une bonne qualité spatiale (1,3 fois la limite de diffraction selon x et 1,1 fois selon y). La mesure de l'énergie extraite de ces cavités montre cette fois un rendement de 69%.

## CONCLUSION

Une cavité interféromètre, généralement employée pour la combinaison cohérente de faisceaux, peut également être utilisée pour le nettoyage de faisceaux spatialement multimodaux. En effet, un laser unimodal, même faiblement énergétique, couplé par cette méthode à un laser multimodal, nous a permis d'améliorer la qualité spatiale du faisceau issu de ce dernier.

**REMERCIEMENTS** : Les auteurs remercient CILAS (D. Sabourdy, sabourdy@cilas.com) et ASTRIUM (B. Esmiller, Bruno.esmiller@astrium.eads.net) pour leur appui dans cette étude.

## REFERENCES

- [1] D. Sabourdy et al., "Coherent combining of two Nd:YAG lasers in a Vernier-Michelson-type cavity," *Applied Physics B*, vol. 75, 2002.
- [2] V. Eckhouse et al., "Imposing a Gaussian distribution in multichannel laser resonators," *IEEE Journal of Quantum electronics*, vol. 41, 2005.

## VAPEUR CONFINÉE DANS UNE OPALE DE NANOBILLES DE SILICE : OBSERVATION D'UN RETRECISSEMENT SPECTRAL DE TYPE DICKE

Philippe Ballin, Isabelle Maurin, Athanasios Laliotis, Elias Moufaretj, Daniel Bloch

Laboratoire de Physique des Lasers, UMR 7538 du CNRS et de l'Université Paris 13, Villetaneuse

isabelle.maurin@univ-paris13.fr

### RÉSUMÉ

Nous étudions le comportement d'une vapeur confinée dans les régions interstitielles d'une opale. Nos expériences de réflexion sélective sur la raie de résonance de Cs montrent des formes de raie sub-Doppler, signatures d'un rétrécissement de type Dicke dans le domaine optique. Ce résultat inédit, obtenu pour une large plage d'angles d'incidence, nécessite de mieux comprendre la propagation d'un faisceau incident dans les couches de l'opale, et pourrait s'appliquer à des références de fréquence compactes.

**MOTS-CLEFS :** *Opale, Gaz mésoscopique, Rétrécissement Dicke, Spectroscopie sub-Doppler*

### 1. CONFINEMENT SUB-MICROMETRIQUE ET RETRECISSEMENT DICKE

Les gaz dilués fournissent les meilleures références de fréquence. Ces références peuvent devenir extrêmement compactes sous confinement. Des réalisations récentes [1] ont montré la possibilité d'obtenir des références avec des cellules fibrées (fibre creuse, diamètre  $\sim 10 \mu\text{m}$ ), ou d'observer des gaz moléculaires piégés dans des milieux poreux de quelques dizaines de nm, ou les vapeurs atomiques libérées par ces milieux poreux. Cependant, ces expériences ne s'affranchissent pas de l'élargissement Doppler lié au mouvement atomique.

Une caractéristique des vapeurs confinées (vapeur mésoscopique) est que le libre parcours moléculaire devient limité par la taille du volume confinant lui-même. Dicke avait montré que l'élargissement Doppler était éliminé si le mouvement des atomes est limité à moins qu'une (demi) longueur d'onde [2]. Ce rétrécissement Dicke, couramment démontré en radiofréquence avec un confinement par gaz tampon, n'avait pas été observé aux courtes longueurs d'onde de l'optique, où la densité requise de gaz tampon induirait de forts élargissements collisionnels. En confinant une vapeur diluée de Cs dans une opale de nanobilles de silice, dont les dimensions interstitielles sont de l'ordre de  $\lambda/2$ , nous avons obtenu des signatures spectrales libres d'élargissement Doppler.

### 2. SYSTEME EXPERIMENTAL

Nos cellules de vapeur de Cs possèdent une fenêtre recouverte d'une opale de nanobilles, obtenue par dépôt de couches successives dans une technique Langmuir-Blodgett (fig. 1a). Un contrôle des gradients thermiques de la cellule a permis d'éviter la formation (réversible) d'agrégats de Cs, pour des nanobilles de diamètre  $d = 1 \mu\text{m}$  (mais non, jusqu'ici, pour des billes  $d = 400 \text{ nm}$ ).

Lorsque l'on envoie de la lumière sur la cellule, on observe, outre une forte diffusion et une très faible transmission, un faisceau réfléchi à l'interface opale-fenêtre de verre. Ce faisceau permet d'effectuer une spectroscopie de réflexion sélective (RS) (étude de la variation de la réflexion autour des raies de résonance). De plus, une technique de modulation de fréquence (FM), qui fournit la dérivée du signal RS, exacerbe les contributions spectrales les plus étroites.

### 3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Pour une incidence quasi-normale, on observe un spectre (FM) RS franchement sub-Doppler, quoique plus large que le spectre équivalent de RS à une interface plane. En augmentant l'angle d'incidence  $\theta$ , le spectre atteint la largeur Doppler ( $\sim 400 \text{ MHz}$  en largeur totale). Remarquablement, pour  $\theta \geq 30^\circ$ , une structure étroite sub-Doppler (10-20 MHz) apparaît sur cette "enveloppe" Doppler (fig. 1b), parfaitement centrée sur les transitions atomiques. Une telle structure

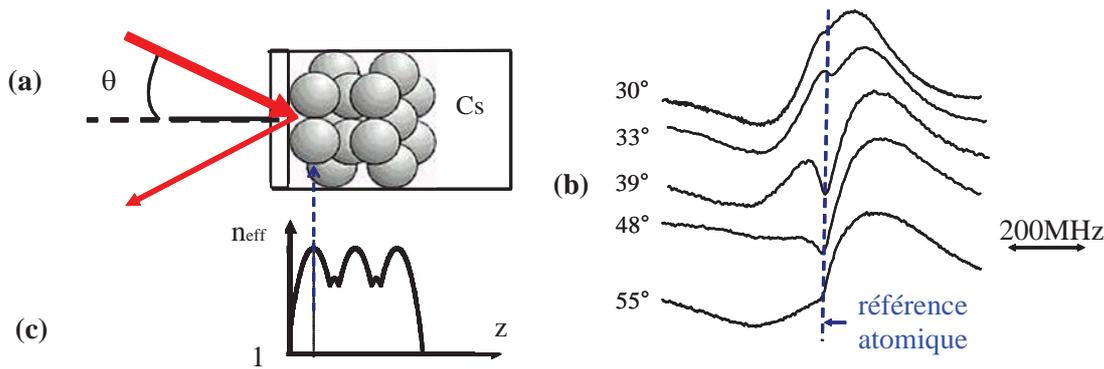


Fig. 1 : (a) principe du montage ; (b) Spectre de (FM) RS à différentes incidences (opale 10 couches,  $d=1\mu\text{m}$ ,  $\lambda_1=894\text{ nm}$ , polarisation TM) ; (c) Variation spatiale de l'indice effectif (moyenné par plan).

sub-Doppler, pratiquement indépendante de l'incidence, est totalement inédite en spectroscopie linéaire (NB : pour des interfaces planes, en réflexion, ou en nanocellule, une spectroscopie linéaire sub-Doppler est réalisable, mais uniquement sous incidence normale [3]).

On observe en outre les points suivants :

- (i) Les résultats obtenus avec 10 couches d'opale, sont reproduits avec 20 couches d'opale, lorsque la transmission est quasi-nulle. Les spectres proviennent donc bien de la vapeur confinée dans l'opale, et non de la vapeur libre située au dessus de l'opale.
- (ii) Des effets de saturation sont éventuellement observables, mais pour des intensités beaucoup plus élevées qu'en vapeur non confinée, comme attendu pour des atomes dont le temps d'interaction avec l'irradiation est nécessairement très limité.
- (iii) Les comportements observés, pour les composantes  $D_1$  ( $\lambda_1 = 894\text{ nm}$ ) ou  $D_2$  ( $\lambda_2 = 852\text{ nm}$ ) de Cs, sont globalement analogues, mais des différences marquées apparaissent, seulement pour  $\theta \geq 30^\circ$ , dans la combinaison entre structure étroite et "enveloppe". Les spectres atomiques paraissent donc dépendre du rapport  $\lambda/d$ , ainsi qu'attendu pour le rétrécissement Dicke.
- (iv) Aux incidences très obliques, le choix de la polarisation modifie non seulement l'amplitude des signaux RS (comme pour un angle de Brewster, défini à une interface plane), mais la forme spectrale. La propagation à l'intérieur de l'opale, qui peut dépendre de la polarisation, paraît donc affecter la forme de raie (alors que la réponse atomique elle-même est insensible à la polarisation).

Pour mieux comprendre comment se propage le champ électrique dans l'opale, nous modélisons actuellement l'opale par un modèle multicouches à indice effectif. L'intérêt de cette modélisation est de prendre en compte les différences de confinement entre la première couche, et les régions interstitielles (fig. 1c). Des expériences pompe-sonde, en cours, pourraient aussi aider à sélectionner spatialement les atomes contribuant à la réponse spectroscopique.

Ce travail est soutenu par l'ANR (projet "Mesoscopic gas" 08-BLAN-0031). Les opales sont fabriquées par l'équipe de S. Ravaine (CRPP-Bordeaux), et la cellule de vapeur par F. Thibout (LKB-ENS)

REFERENCES

[1] F. Benabid *et al.*, "Compact, stable and efficient all-fibre gas cells using hollow-core photonic crystal fibres", *Nature*, vol.434, pp.488-491, 2005; T. Svensson *et al.*, "Laser spectroscopy of gas confined in nanoporous materials", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, 021107, 2010; A. Burchianti *et al.*, "Optical characterization and manipulation of alkali metal nanoparticles in porous silica", *Eur. Phys. J. D* vol. 49, 201-210, 2008

[2] R.H. Dicke, "The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines", *Phys. Rev.*, vol. 89, pp. 472-473, 1953

[3] D. Bloch and M. Ducloy, "Atom-Wall interaction" *Adv. At. Molec. Opt. Phys.*, B. Bederson and H. Walther eds. (Elsevier, San Diego 2005) , vol. 50, pp. 91-156,

**MOUVEMENTS PHOTOMOLECULAIRES SUR DES NANO-OBJETS EN AZOPOLYMERE : VERS DE NOUVELLES APPLICATIONS EN PHOTONIQUE**

**Régis Barillé<sup>1</sup>, Peyman Tajalli<sup>1</sup>, Jean- Michel Nunzi<sup>2</sup>, Stanislaw Kucharski<sup>3</sup>, Ewelina Ortyl<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> *Laboratoire Moltech Anjou Université d'Angers/UMR CNRS 6200, 2, Bd Lavoisier, 49045 Angers (France).*

<sup>2</sup> *Department of Chemistry, Queen's University, 90 Bader Lane, Kingston ON, (Canada).*

<sup>3</sup> *Wroclaw University of Technology, Faculty of Chemistry Department of Polymer Engineering and Technology 50-370 Wroclaw, (Poland).*

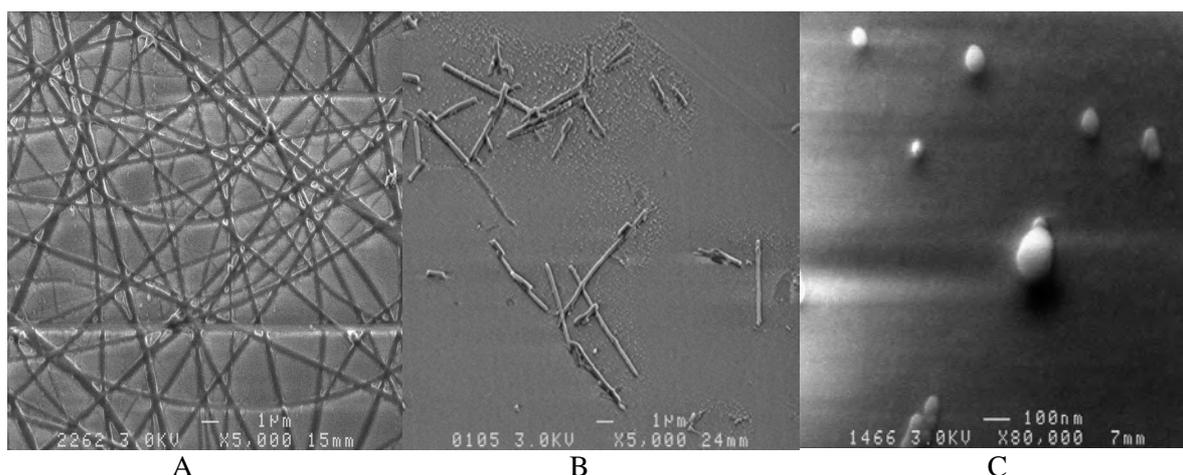
regis.barille@univ-angers.fr

**RÉSUMÉ**

On présente les possibilités données par l'action de la lumière sur des objets de taille nanométrique en azopolymère pour de nouvelles applications en photonique et en biologie. On montre dans ce travail comment les propriétés de mise en forme de nanofils, nanotubes et nanosphères contenant des azobenzènes peuvent être contrôlés par la lumière. L'excitation confinée spatialement des mouvements moléculaires unidirectionnels rend possible le contrôle local des propriétés mécaniques du nano-objet et sa structuration.

**MOTS-CLEFS :** *nano-objets, azopolymère, photocommutation moléculaire*

Les progrès dans la fabrication de nano-objets deviennent de plus en plus importants. Dans cette voie, l'assemblage de blocs de construction de taille nanométriques en configurations de systèmes est un champ de recherche en nanotechnologie avec d'intenses investigations. Les molécules à base d'azobenzènes ont dans le passé été mis en avant à cause de leur capacité à être utilisées pour enregistrer de l'information et pour de la photo-commutation moléculaire. Cette capacité vient de la photoisomérisation où les molécules induisent des mouvements quand elles relaxent après passage d'une configuration *cis* vers *trans* [1].



Nano-objets en azopolymère : a) nanofils, b) nanotubes, c) nanosphères

On montre dans ce travail comment les propriétés de structures de nanotubes, nanosphères ou nanofils en polymère contenant des azobenzènes peuvent être contrôlées par la lumière pour de nouvelles applications en photonique. L'excitation confinée spatialement des mouvements unidirectionnels pourra rendre possible le contrôle des propriétés mécaniques du matériau et sa structuration spatiale.

Dans ce but la production de nano-objets de taille uniforme est importante. Notre approche consiste à faire croître des nanotubes de tailles uniformes en diamètre en utilisant la méthode du mouillage d'une membrane d'alumine anodisée poreuse. Les nanosphères sont préparées selon la méthode utilisée dans des morphologies d'agrégation de copolymères blocs en polystyrène-poly(acrylic acid). Les nanofils sont obtenues par électrospinning de matériaux en azopolymère. Trois expériences seront présentées : i) on montrera la possibilité d'inscrire une nanostructure sur la surface d'un nanotube en azopolymère par illumination laser [2]. Ces structurations sur la surface de nano-objets nanométriques ouvrent de nouvelles possibilités comme moyens de traitement optomécanique à l'échelle du nanomètre de nano-objets. ii) En utilisant la lumière blanche on induira optiquement un effet de déformation de nanosphères en azopolymère. Une modification du diamètre pouvant atteindre 35% de la taille initiale sera obtenue. Cette expérience permettra de modifier la courbure et la morphologie de nano-objets individuels ou en nombre sans changer son volume. iii) on modifie le spectre de fluorescence de nano-fils d'azopolymères dopés avec un colorant par structuration par un faisceau laser.

#### RÉFÉRENCES

- [1] S. Ahmadi Kandjani, R. Barille, S. Dabos-Seignon, J.-M. Nunzi, E. Ortyl, S. Kucharski, *Opt. Lett.*, **30**, 1986, (2005).
- [2] R. Barillé, P. Tajalli, J. M. Nunzi, S. Zielińska, E. Ortyl, '*Surface Relief Grating on Azopolymer nanosurface*', *Appl. Phys. Lett.*, 95, 053102, (2009).

## LASER A SEMICONDUCTEUR EN CAVITE EXTERNE BIPOLARISE ET BIFREQUENCE POUR LES HORLOGES ATOMIQUES

Jessica Barrientos<sup>1</sup>, Fabiola A. Camargo<sup>1</sup>, Sylvie Janicot<sup>1</sup>, Isabelle Sagnes<sup>2</sup>, Arnaud Garnache<sup>3</sup>, Ghaya Baili<sup>4</sup>, Loïc Morvan<sup>4</sup>, Patrick Georges<sup>1</sup> et Gaëlle Lucas-Leclin<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, Campus Polytechnique RD 128, 91127 Palaiseau Cedex, France

<sup>2</sup> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS UPR20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

<sup>3</sup> Institut d'Electronique du Sud, CNRS UMR5214, Université Montpellier 2, 34095 Montpellier, France

<sup>4</sup> Thales Research and Technology, RD 128 91767 Palaiseau Cedex, France

### RÉSUMÉ

Nous décrivons l'émission simultanée en phase sur deux fréquences optiques polarisées perpendiculairement d'un laser à semiconducteur en cavité externe pompé optiquement. L'émission est accordable autour de la raie D<sub>2</sub> du césium à 852,14 nm. La puissance optique est d'environ 10 mW sur chaque polarisation.

**MOTS-CLEFS :** VECSEL, bipolarisé, bifréquence

### 1. INTRODUCTION

Le développement de lasers émettant à la longueur d'onde de la raie D<sub>2</sub> du césium est d'un grand intérêt pour les horloges atomiques. En particulier les horloges atomiques de type CPT, utilisant le principe du piégeage cohérent de population, nécessitent deux faisceaux laser en phase distants en fréquence d'environ 9 GHz pour effectuer l'interrogation micro-onde. Une solution pour obtenir une source compacte consiste à utiliser un laser bifréquence; cela a déjà été démontré avec des lasers à solide [1] et avec un laser à semiconducteur à émission par la surface en cavité externe (VECSEL) émettant à 1 μm [2]. Dans ce dernier cas, la dynamique de classe A de ces lasers, sans oscillation de relaxation, assure un bruit de phase particulièrement bas. Nous décrivons le premier VECSEL bifréquence pompé optiquement émettant autour de 852 nm.

### 2. DESCRIPTION DU MONTAGE

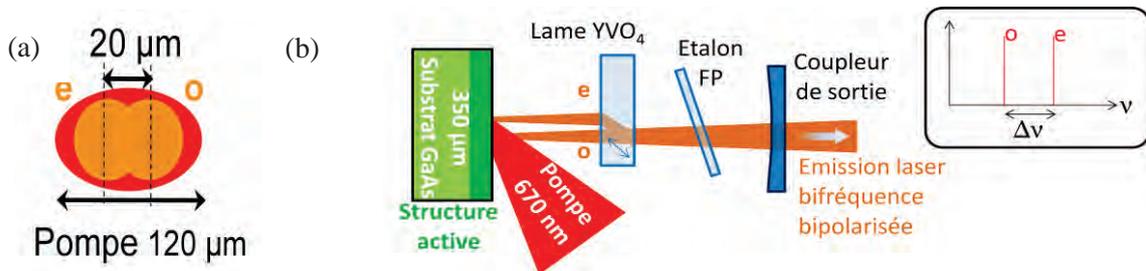


Fig. 1 : Schéma du montage expérimental du VECSEL bifréquence (droite) et schéma de la surface de la structure (gauche) ; o,e sont respectivement la polarisation ordinaire et extraordinaire.

La cavité laser est constituée d'une structure active semiconductrice et d'un miroir de sortie de rayon de courbure  $R = 25$  mm et de transmission 0,5% à 852 nm (Fig. 1b). La structure semiconductrice est composée d'un miroir de Bragg hautement réfléchissant ( $R > 99,95\%$  à 852 nm) et du milieu à gain formé de 7 puits quantiques en GaAs placés entre des barrières d' $\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}$ . La longueur optique de la zone active, de  $30\lambda/4$ , augmente le gain effectif de la structure en profitant de sa résonance Fabry-Perot. La structure est spécialement conçue pour émettre à 852 nm [3]. La cavité laser de 25 mm de long environ, (équivalent à un intervalle spectral libre (ISL) de 6 GHz) fixe le diamètre du faisceau laser sur la structure à  $\sim 70\mu\text{m}$ . La source de pompage utilisée est une diode laser émettant une puissance de 2 W à 670 nm et couplée dans une

fibre multimode. Le faisceau est focalisé sous un angle de  $45^\circ$ ; ses dimensions transverses sont d'environ  $80 \mu\text{m} \times 120 \mu\text{m}$  dans le plan de la structure.

L'émission bipolarisée est possible grâce à une lame biréfringente de  $\text{YVO}_4$  de  $200 \mu\text{m}$  d'épaisseur permettant une séparation spatiale du faisceau intracavité en deux faisceaux laser, de polarisations croisées, séparés d'une distance de  $20 \mu\text{m}$  sur la structure (Fig. 1a). Afin d'obtenir un fonctionnement laser monofréquence sur chaque polarisation, stable et accordable autour de  $852 \text{ nm}$ , on insère un étalon Fabry-Perot (FP) en silice de  $25 \mu\text{m}$  d'épaisseur dans la cavité (ISL =  $9 \text{ nm}$ ). Les deux faisceaux partagent ainsi la même cavité laser, et sont soumis aux mêmes fluctuations thermiques et mécaniques, ce qui assure leur très grande cohérence.

### 3. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET CONCLUSION

Sans élément intracavité la puissance laser atteint  $90 \text{ mW}$  (Fig. 2) pour une puissance de pompe de  $0,66 \text{ W}$ , limitée par l'échauffement thermique de la structure active. Avec la lame biréfringente et l'étalon dans la cavité laser, on atteint une puissance laser de l'ordre de  $20 \text{ mW}$  (Fig. 2) sur chaque polarisation. La forte chute de la puissance laser en fonctionnement bifréquence/bipolarisé et l'augmentation du seuil laser sont la conséquence directe des pertes optiques importantes introduites par la lame biréfringente et l'étalon. La différence de fréquence  $\Delta\nu$  entre les deux polarisations dépend de l'intervalle spectral libre de la cavité et de la biréfringence introduite par la lame  $\text{YVO}_4$ . Selon les réglages d'orientation des composants intracavité,  $\Delta\nu$  varie typiquement entre  $1 \text{ GHz}$  et  $50 \text{ GHz}$ . La mesure du battement entre les deux faisceaux polarisés permet de connaître précisément  $\Delta\nu$ ; une analyse au Fabry-Perot nous assure du caractère monofréquence de l'émission sur chaque polarisation. Enfin, l'une des fréquences émises est stabilisée sur une raie d'absorption saturée du Cs.

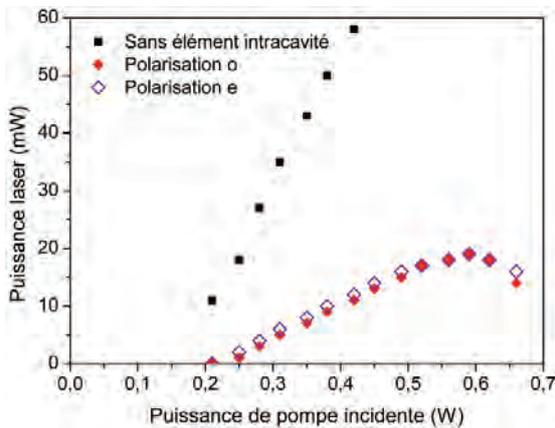


Fig. 2 : Puissance laser de sortie en fonction de la puissance de pompe incidente à  $T = 15^\circ\text{C}$  sans élément intracavité et pour chaque polarisation.

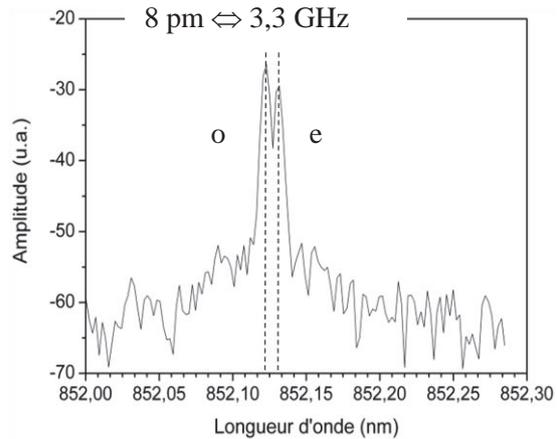


Fig. 3 : Signal bifréquence obtenu à l'analyseur de spectre optique.

Nous avons démontré le fonctionnement du premier VECSEL bifréquence et bipolarisé autour de  $852 \text{ nm}$ . Ces travaux constituent une première étape vers la réalisation d'une source bifréquence adaptée aux expériences des horloges de type CPT. L'écart en fréquence  $\Delta\nu$  sera contrôlé précisément avec un électro-optique intracavité et accordé autour de  $9,2 \text{ GHz}$  sur la transition micro-onde du césium. Le battement devrait présenter un très faible bruit de phase électrique, du fait de la dynamique particulière des lasers VECSEL [2].

Les auteurs remercient D. Holleville (SYRTE, Paris) pour la conception optomécanique de la source et l'Agence Nationale de la Recherche pour son soutien financier (ANR-07-BLAN-0320-03).

### RÉFÉRENCES

- [1] M. Alouini et al, IEEE PTL 10, 554 (1998)
- [2] G. Baili et al, Opt. Lett. 34, 3421 (2009)
- [3] B. Cocquelin et al, App. Phys. B 95, 315 (2009)

## UN INTERFÉROMÈTRE ATOMIQUE PIÉGÉ POUR LA MESURE DE FORCES À FAIBLE DISTANCE

Quentin Beaufils, Gunnar Tackmann, Xiaolong Wang, Bruno Pelle, Sophie Pelisson, Peter Wolf et Franck Pereira dos Santos

LNE-SYRTE, UMR 8630 CNRS, Observatoire de Paris, UPMC, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, FRANCE

quentin.beaufils@obspm.fr

### RÉSUMÉ

Le projet FORCA-G [1] a pour but d'étudier l'interaction à courte portée entre une surface et des atomes froids de  $^{87}\text{Rb}$  piégés dans un réseau. La réalisation d'un interféromètre spatial impliquant différents puits du réseau proches d'une surface permettra une mesure du potentiel de Casimir Polder avec une précision inégalée, ainsi qu'un test de la force de gravité à courte distance. Nous avons dans un premier temps démontré la réalisation d'un interféromètre piégé loin de toute surface.

**MOTS-CLEFS :** Réseaux; Interféromètre atomique; forces à faible distance;

La mesure de forces à faible distance ( $< 1$  mm) constitue l'un des défis de la physique expérimentale moderne. Pour y parvenir, l'utilisation d'atomes froids (forces atome-surface) [2] constitue une alternative prometteuse aux systèmes microélectromécaniques et aux balances de torsion (forces entre deux surfaces) [3]. En particulier, une excellente contrôlabilité et de bonnes propriétés de cohérence font de l'utilisation d'atomes froids piégés dans une onde stationnaire un bon candidat pour dépasser la précision des systèmes mécaniques.

Notre système est constitué d'atomes froids de  $^{87}\text{Rb}$  refroidis par laser et piégés dans la bande fondamentale d'un réseau optique 1D vertical. La différence de potentiel entre deux puits adjacents du réseau définit la fréquence de Bloch du système  $\nu_B = m_a g \lambda_l / 2h$  où  $\lambda_l$  est la longueur d'onde du réseau,  $m_a$  la masse atomique,  $g$  l'accélération de la pesanteur terrestre et  $h$  la constante de Planck. Les états propres de ce système  $|W_m\rangle$  appelés états de Wannier-Stark (WS) forment une échelle d'états localisés séparés en énergie par la fréquence de Bloch et indexés par le nombre quantique  $m$  définissant le site du réseau contenant le centre de la fonction d'onde spatiale.

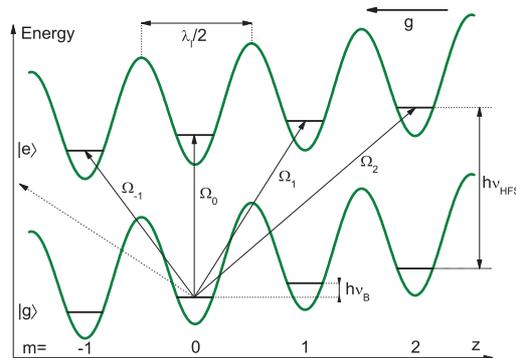


FIG. 1 : Schéma des niveaux d'énergie d'atomes dans la bande fondamentale d'un réseau 1D vertical. Les états de WS indexés par le nombre quantique  $m$  sont couplés par des lasers Raman.

Des transitions Raman contrapropagantes impliquant les deux états hyperfins  $|g\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 1, m_F = 0\rangle$  et  $|e\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$  nous permettent d'induire des transitions entre états de WS séparés par

un nombre  $\Delta m$  de sites du réseau :  $|g, W_m\rangle \rightarrow |e, W_{m+\Delta m}\rangle$  aux fréquences Raman :  $\nu_R = \nu_{HFS} \pm \Delta m \times \nu_B$  où  $\nu_{HFS}$  est la fréquence hyperfine (voir figure 1). La fréquence de Rabi d'une transition impliquant  $\Delta m$  sites s'écrit [4] :

$$\Omega_{\Delta m} = \Omega_{U_l=0} \langle W_m | e^{-ik_{eff}x} | W_{m\pm\Delta m} \rangle \quad (1)$$

où  $\Omega_{U_l=0}$  est la fréquence de Rabi associée à une transition pour des atomes libres et  $k_{eff}$  est le vecteur d'onde effectif de la transition à deux photons.

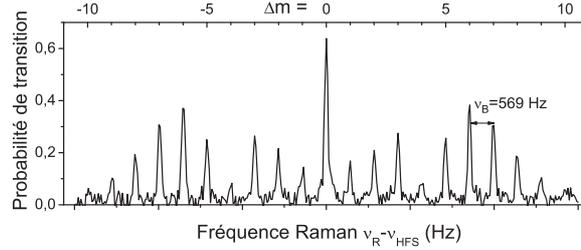


FIG. 2 : Mesure de la probabilité de transition entre les états hyperfins en fonction de la fréquence Raman. Les différentes transitions observées correspondent aux niveaux d'énergie schématisés sur la figure 1 et sont la signature d'un déplacement des atomes allant jusqu'à 9 puits.

La figure 2 présente un spectre Raman de la probabilité de transition entre  $|g\rangle$  et  $|e\rangle$  en fonction de la fréquence Raman  $\nu_R$ . La présence de transitions à des fréquences Raman égales à la fréquence hyperfine plus un nombre entier de fréquences de Bloch ( $\nu_B \simeq 569$  Hz pour notre système) sont la signature d'un déplacement des atomes entre les sites du réseau.

Nous avons effectué un interféromètre de type Ramsey entre différents états de WS consistant en deux pulses Raman  $\pi/2$  séparés par un intervalle de temps  $T$ . Nous avons choisi une intensité laser telle que les fréquences de Rabi de chaque transition soient bien plus faibles que  $\nu_B$  afin que celles-ci soient bien séparées. Pour un temps d'interrogation de 400 ms nous obtenons un contraste d'environ 30%. Afin d'évaluer la sensibilité d'un tel interféromètre pour la mesure de la fréquence de Bloch, nous avons asservi la fréquence Raman sur la frange centrale de l'interféromètre impliquant une transition  $\Delta m = 3$ . En mesurant alternativement la fréquence des transitions  $\Delta m = +3$  et  $\Delta m = -3$  et en calculant la différence de ces deux fréquences, nous obtenons une mesure de  $6\nu_B$  indépendante de la fréquence hyperfine. Pour un temps d'interrogation de 400ms et un temps de cycle de 1.4 s, la variance d'Allan décroît avec une pente de  $0.1 \text{ Hz} \cdot \tau^{-1/2}$  où  $\tau$  est le temps d'intégration en secondes. Cela correspond à une incertitude statistique relative sur la mesure de la fréquence de Bloch de  $6 \times 10^{-5}$  après 1 s d'intégration. Un tel résultat permettrait, une fois les atomes sélectionnés dans un seul puits du réseau et placés à une distance de l'ordre de quelques micromètres du miroir définissant l'onde stationnaire, de mesurer la force de Casimir Polder avec une incertitude statistique de l'ordre de 1% pour un temps de mesure de 1000 s.

## RÉFÉRENCES

- [1] F. pereira dos Santos et al., "Measurement of short range forces using cold atoms," *Proceedings of the 7<sup>th</sup> symposium Frequency Standards and Metrology*, p. 44, 2009.
- [2] D. M. harber et al., "Measurement of the casimir-polder force through center-of-mass oscillations of a bose-einstein condensate," *Phys. Rev. A*, vol. 72, p. 033610, 2005.
- [3] E. fischbach et al., "New constraints on ultrashort-ranged yukawa interactions from atomic force microscopy," *Phys. Rev. D*, vol. 64, p. 075010, 2001.
- [4] P. Lemonde and P. Wolf, "Optical lattice clock with atoms confined in a shallow trap," *Phys. Rev. A*, vol. 72, p. 033409, 2005.

# MESURE DE L'ANISOTROPIE DIRECTIONNELLE MAGNÉTO-ÉLECTRIQUE DANS LES GAZ

**Hugo Bitard<sup>1,2</sup>, Cécile Robilliard<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> *Université de Toulouse; UPS; Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité,  
IRSAMC; F-31062 Toulouse, France.*

<sup>2</sup> *CNRS; UMR 5589; F-31062 Toulouse, France.*

hugo.bitard@irsamc.ups-tlse.fr

## RÉSUMÉ

Nous mettons en évidence une anisotropie directionnelle de la vitesse de la lumière en présence de champs électrique et magnétique croisés et orthogonaux au vecteur d'onde du faisceau lumineux. Nous utilisons pour cela une cavité en anneau de haute finesse afin d'observer une différence d'indice optique du milieu entre les deux sens de propagation.

**MOTS-CLEFS :** *électrique, gaz, magnétique, vide*

## 1. INTRODUCTION

Les propriétés d'un faisceau lumineux parcourant un milieu gazeux en présence de champs électrique et/ou magnétique sont connues tant théoriquement qu'expérimentalement. On peut citer l'effet Kerr ( $\propto E^2$ ), l'effet Cotton-Mouton ( $\propto B^2$ ), la biréfringence de Jones ( $\propto \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$ ), mais également des effets qui sont régulièrement utilisés, comme l'effet Pockels ( $\propto E$ ) et l'effet Faraday ( $\propto B$ ). La biréfringence de Jones est un effet qui apparaît lorsque les champs  $E$  et  $B$  sont parallèles entre eux et orthogonaux au vecteur d'onde (différence d'indice optique perçu par deux faisceaux lumineux dont les directions de polarisation sont orientées à  $\pm 45^\circ$  par rapport aux directions de  $E$  et de  $B$ ) alors que l'anisotropie directionnelle magnéto-électrique est proportionnelle à  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ . Ces deux effets n'ont encore jamais été observé dans les gaz, mais à plusieurs reprises dans les cristaux et les liquides. L'anisotropie directionnelle magnéto-électrique est un effet qui implique que les champs électrique et magnétique soient croisés et orthogonaux à la direction de propagation du faisceau, et qui provoque une différence d'indice optique ( $\Delta n = n_+ - n_-$ ) perçu par la lumière selon son sens de propagation.

## 2. MESURE DE L'EFFET

Afin de mettre en évidence cette différence d'indice optique  $\Delta n$ , nous la convertissons en différence de fréquence qui est la grandeur physique mesurable avec le plus de précision. Le montage que nous utilisons est présenté sur la figure (1) :

Nous utilisons un laser Nd :Yag ( $\lambda = 1064$  nm,  $P = 130$  mW), que nous injectons dans la cavité dans les sens horaire et anti-horaire. La fréquence laser est stabilisée sur la fréquence de résonance du sens horaire à l'aide d'un asservissement de type Pound-Drever-Hall. Nous utilisons quatre barreaux dans lesquels circule le faisceau laser. Ces barreaux produisent un champ magnétique uniforme  $B = 0.85$  T, et libèrent également une tension électrique jusqu'à 2 kV sur une distance séparant les deux électrodes de 4 mm, soit un champ électrique  $E \leq 0.5$  MV/m, perpendiculaire au champ magnétique. Les champs électrique et magnétique sont orthogonaux à la direction du vecteur d'onde du faisceau lumineux. Afin d'éliminer d'éventuels effets parasites, nous avons effectué de nombreux tests en modifiant l'orientation et le nombre de barreaux connectés : tous ont confirmé que l'effet mesuré à bien les symétries attendues.

En pratique, nous faisons les mesures dans de l'azote. L'effet est proportionnel à  $EB$ , comme pour la biréfringence de Jones, et sa valeur doit donc être du même ordre de grandeur. Les calculs donnent pour la biréfringence de Jones une valeur de  $\Delta n_{Jones}(N_2) = 9.0 \times 10^{-23} T^{-1} \cdot V^{-1} \cdot m$ , et nous trouvons

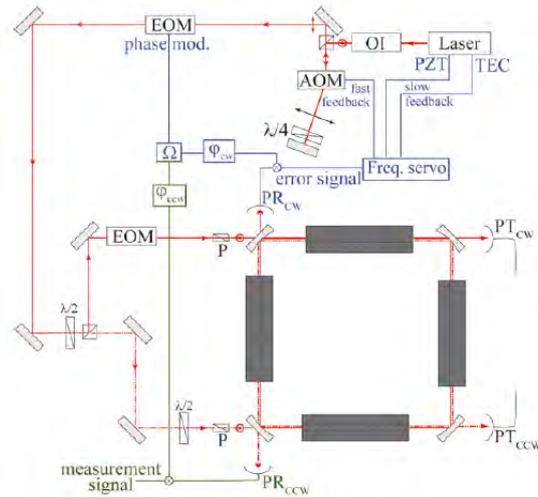


FIGURE 1 : Schéma optique permettant d’observer l’anisotropie directionnelle magnéto-électrique dans les gaz dilués.

expérimentalement pour l’anisotropie directionnelle  $\Delta n_{E \times B}(N_2) = 4.7 \times 10^{-23} T^{-1} \cdot V^{-1} \cdot m$  pour une pression  $P = 1000$  mBar et une température  $T = 300$  K.

### CONCLUSION

Depuis peu, et dans l’optique de diminuer drastiquement le bruit, nous modifions notre montage. Pour cela, nous mettons la cavité sous vide afin de diminuer les bruits thermique et acoustique et assurer une meilleure stabilité du système et accroître ainsi la précision de mesure. Nous prévoyons des mesures dans des gaz à faible pression, en commençant par l’Azote, puis l’Helium, et à plus long terme, le vide.

### RÉFÉRENCES

[1] B. Pelle, H. Bitard, G. Bailly, and C. Robilliard, "Magnetolectric directional nonreciprocity in gaz-phase molecular nitrogen", *A paraître Phys. Rev. Letters* (Mai 2011) <http://arxiv.org/abs/1101.0712>

[2] Gilles Bailly, Raphaël Thon, and Cécile Robilliard, "Highly sensitive frequency metrology for optical anisotropy measurements", *Review of Scientific Instruments*, vol. **81**, 033105 (2010)

[3] T. Roth, and G. L. J. A. Rikken, "Observation of Magnetolectrical linear birefringence", *Phys. Rev. Letters*, vol. **88** (2002)

[4] T. Roth, and G. L. J. A. Rikken, "Observation of Magnetolectrical Jones birefringence", *Phys. Rev. Letters*, vol. **85** (2000)

# MÉTHODE DE CARACTÉRISATION DES PORTES QUANTIQUES AGISSANT SUR DES ÉTATS COHÉRENTS

Rémi Blandino, Franck Ferreyrol, Marco Barbieri, Philippe Grangier et Rosa Tualle-Brouri<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Groupe d'Optique Quantique, Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Sud, Campus Polytechnique, RD 128, 91127 Palaiseau cedex, France*

remi.blandino@institutoptique.fr

## RÉSUMÉ

Cet article présente une méthode de caractérisation des portes quantiques agissant sur une superposition d'états cohérents. La non orthogonalité de ces états utilisés pour encoder des qubits ne permet pas d'utiliser des méthodes standards, telles que la tomographie de processus quantique. Ainsi, nous adoptons une technique semi-empirique basée sur une modélisation du fonctionnement de la porte. Un critère caractérisant la qualité globale de la porte est calculé en l'appliquant "virtuellement" sur un état intriqué.

**MOTS-CLEFS :** *Information quantique ; Optique quantique ; Porte de phase ; Etats cohérents ;*

## 1. INTRODUCTION

Le traitement quantique de l'information peut être réalisé à l'aide d'opérations quantiques élémentaires. La réalisation expérimentale de ces opérations n'est cependant pas parfaite, et le degré de ressemblance requis avec le cas idéal est déterminé par les codes correcteurs d'erreurs. Il est donc important de disposer de méthodes de caractérisation des opérations quantiques afin de pouvoir établir les limites pratiques de leurs implémentations.

Les systèmes quantiques utilisés pour encoder un qubit peuvent être de plusieurs natures. L'optique offre l'avantage d'un bon découplage avec l'environnement afin de préserver les superpositions quantiques, au prix d'implémentations souvent probabilistes. L'utilisation d'états cohérents de phases opposées comme "base" d'encodage ( $|0\rangle = |\alpha\rangle$ ,  $|1\rangle = |-\alpha\rangle$ ) à récemment été proposée, et il a été démontré que les erreurs sont corrigibles pour de faibles amplitudes  $|\alpha| \sim 1.5$  [1].

## 2. DISPOSITIF ET MODÈLE

Nous présentons une technique de caractérisation appliquée à une porte de phase à un qubit proposée par Marek et Fiurášek [2]. Cette porte réalise la transformation  $\hat{a}|\pm\alpha\rangle = \pm|\pm\alpha\rangle$ , ce qui introduit une phase  $\pi$  entre les termes d'une superposition de  $|\alpha\rangle$  et  $|-\alpha\rangle$ .

Notre dispositif expérimental (Fig. 1 gauche) permet de produire un vide comprimé qui est une bonne approximation d'un "chat pair"  $|+\rangle = \mathcal{N}_+ (|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle)$ , avec  $\mathcal{N}_+$  un facteur de normalisation. Une première soustraction transforme cet état en un chat impair  $|-\rangle = \mathcal{N}_- (|\alpha\rangle - |-\alpha\rangle)$ . Cet état est mesuré à l'aide de la détection homodyne afin d'estimer les paramètres de notre modèle [3] : la transmission  $T$  des lames séparatrices et la pureté modale  $\xi$  des APD, qui caractérise la fraction des événements provenant du bon mode (la quantité  $1 - \xi$  est la fraction d'événements non corrélés qui corrompent l'action de la porte). Une deuxième soustraction permet ensuite de valider la consistance de notre modèle en comparant ses prédictions aux mesures expérimentales (Fig. 1 droite).

## 3. CARACTÉRISATION

Le modèle est ensuite utilisé pour simuler l'action de la porte sur des états initiaux parfaits, afin de s'affranchir des imperfections liées à l'OPA. Nous utilisons deux méthodes pour caractériser l'écart de notre porte expérimentale à la porte théorique. La première vise à caractériser le fonctionnement global de la porte, en l'appliquant sur une moitié d'un état maximalement intriqué  $|\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|+\rangle|+\rangle + |-\rangle|-\rangle)$ .

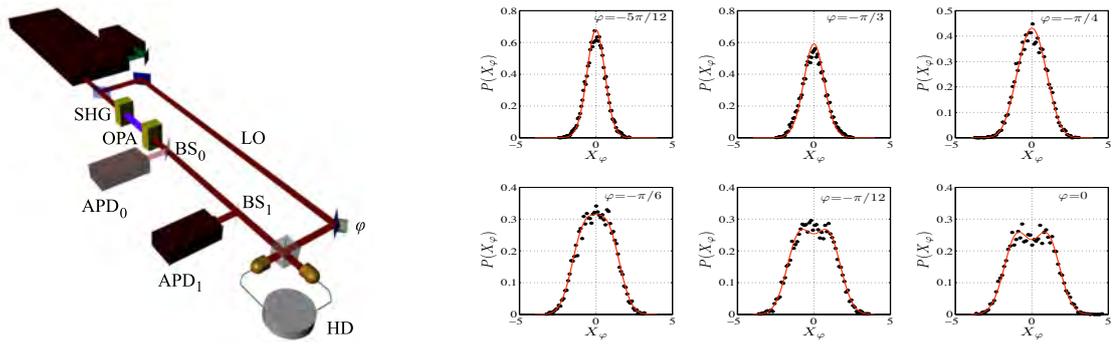


FIGURE 1 : Gauche : dispositif expérimental. Les impulsions femtosecondes sont doublées en fréquence afin de pomper l'amplificateur paramétrique optique (OPA) pour obtenir un état vide comprimé. La soustraction de photon nécessaire pour la porte de phase est réalisée en prélevant une partie du faisceau à l'aide d'une lame séparatrice (BS) de transmission  $T=90\%$  et en détectant un photon par une photodiode à avalanche (APD). Une partie du laser prélevée en amont sert d'oscillateur local (LO) pour la détection homodyne (HD). Droite : distribution de quadratures pour un état obtenu en appliquant deux fois la porte sur le vide comprimé. Les points correspondent aux valeurs mesurées, alors que les lignes sont les prédictions du modèle.

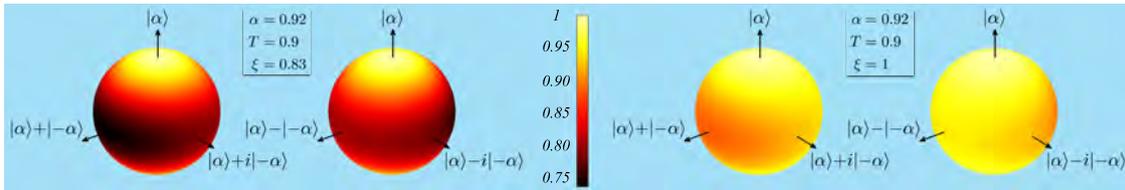


FIGURE 2 : Fidélités des états de sortie pour notre configuration expérimentale (gauche) et une pureté modale parfaite (droite), pour une superposition initiale quelconque. Les angles  $\theta$  et  $\phi$  sont les coordonnées sphériques de la sphère de Bloch.

En notant  $\mathcal{E}$  le processus de la porte, la matrice densité correspondante est  $\chi = I \otimes \mathcal{E}(|\Phi\rangle\langle\Phi|)$ . La fidélité avec l'état  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle|-\rangle + |-\rangle|+\rangle)$  obtenu avec la porte théorique nous donne une valeur caractérisant la porte expérimentale [4]. Nous trouvons  $F=0.75$  pour notre configuration expérimentale ( $T=0.9$  et  $\xi = 0.83$ ).

La deuxième méthode caractérise l'action de la porte sur une superposition initiale quelconque  $|\psi_{\theta,\phi}\rangle = \mathcal{N}_{\theta,\phi} (\cos\frac{\theta}{2}|\alpha\rangle + e^{i\phi}\sin\frac{\theta}{2}|-\alpha\rangle)$ , en calculant la fidélité avec l'état obtenu dans le cas idéal (Fig. 2).

## CONCLUSION

Nous caractérisons la qualité d'une porte quantique élémentaire (introduisant une phase  $\pi$ ) agissant sur une superposition d'états cohérents, en utilisant deux méthodes basées sur le calcul de la fidélité entre des états de sortie de la porte expérimentale et de la porte théorique. Ces deux méthodes sont relativement indépendantes de la qualité des états utilisés pour estimer les paramètres du modèle, et permettent ainsi une caractérisation efficace.

## RÉFÉRENCES

- [1] A. Lund, T. C. Ralph, and H. L. Haselgrove, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 030503 (2008).
- [2] P. Marek, and J. Fiúrášek, *Phys. Rev. A* **82**, 014304 (2010).
- [3] A. Ourjoumsev, H. Jeong, R. Tualle-Brouiri, and P. Grangier, *Nature* **448**, 784 (2007).
- [4] A. Gilchrist, N. K. Langford, and M. A. Nielsen, *Phys. Rev. A* **71**, 062310 (2005).

## NOUVELLE DÉTERMINATION DE LA CONSTANTE DE STRUCTURE FINE ET TEST DE L'ÉLECTRODYNAMIQUE QUANTIQUE

Rym Bouchendira<sup>1</sup>, Pierre Cladé<sup>1</sup>, Saïda Guellati-Khélifa<sup>1,2</sup>, François Nez<sup>1</sup> et François Biraben<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Kastler Brossel, Ecole normale supérieure, Université Pierre et Marie Curie, CNRS, 4 place Jussieu, 75005 Paris, France

<sup>2</sup> Conservatoire National des Arts et métiers, 292 rue Saint Martin, 75001 Paris, France

bouchendira@spectro.jussieu.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons une nouvelle détermination de la constante de structure fine réalisée avec une incertitude relative de  $6.6 \times 10^{-10}$ . Cette nouvelle valeur, indépendante de l'électrodynamique quantique, est en accord avec celle déduite de la mesure du rapport gyromagnétique de l'électron. Il s'agit du premier test de la contribution des termes hadroniques et muoniques au calcul de l'anomalie de l'électron.

**MOTS-CLEFS :** métrologie; interférométrie atomique; test de QED

### 1. INTRODUCTION

La constante de structure fine  $\alpha$  est une constante sans dimensions qui décrit la force du couplage électromagnétique. Elle est donnée par :

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \quad (1)$$

où  $e$  est la charge élémentaire,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $\hbar$  la constante de Planck réduite et  $c$  la célérité de la lumière. Sa détermination fait l'objet de plusieurs travaux dans différents domaines de la physique, mais la valeur la plus précise reste celle déduite des mesures de l'anomalie du moment magnétique de l'électron combinées à des calculs de l'électrodynamique quantique :

$$a_e = A_1 \left( \frac{\alpha}{\pi} \right) + A_2 \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + A_3 \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^3 + \dots + a \left( \frac{m_e}{m_\mu}, \frac{m_e}{m_\tau}, \text{faible, hadron} \right) \quad (2)$$

Les derniers résultats réalisées par Gabrielse à l'université de Harvard [1] présentent  $\alpha$  avec une incertitude relative de  $3.7 \times 10^{-10}$ .

Dès lors, pour tester ces calculs, il est nécessaire de disposer d'au moins une valeur de  $\alpha$  qui soit complètement indépendante de la QED. Parmi les méthodes les plus précises, on peut citer celle de la mesure de l'effet Hall quantique qui présente une incertitude relative de l'ordre de  $1.8 \times 10^{-8}$ , celle de mesure du rapport  $\frac{\hbar}{m}$  réalisée à Standford sur des atomes de Césium [2] et qui présente une incertitude relative de  $7.7 \times 10^{-9}$  et également la mesure réalisée par notre équipe sur des atomes de Rubidium en 2008 et qui a permis de déterminer  $\alpha$  avec une incertitude relative de  $4.6 \times 10^{-9}$  [3].

### 2. LA CONSTANTE DE STRUCTURE FINE ET LE RAPPORT $\hbar/m$

En écrivant l'énergie d'ionisation de l'atome d'Hydrogène, on peut écrire la constante de structure fine en faisant apparaître la rapport  $\frac{\hbar}{m_{Rb}}$  :

$$\alpha^2 = \frac{2R_\infty}{c} \frac{m_{Rb}}{m_e} \frac{\hbar}{m_{Rb}} \quad (3)$$

où  $R_\infty$  et  $\frac{m_{Rb}}{m_e}$  sont respectivement la constante de Rydberg et le rapport des masses de l'atome de Rubidium et de l'électron. Ils sont connus avec des incertitudes relatives respectives de  $7 \times 10^{-12}$  et  $4.4 \times 10^{-10}$ . Donc le facteur qui limite l'incertitude sur  $\alpha$  est le rapport  $\frac{\hbar}{m_{Rb}}$ .

En revanche, on peut connaître ce rapport avec une grande précision à partir de la mesure de la vitesse de recul d'un atome qui absorbe un photon d'impulsion  $\hbar k$  ( $v_r = \frac{\hbar k}{m}$ ).

### 3. PRINCIPE DE L'EXPÉRIENCE

Pour mesurer de façon précise la vitesse de recul, on va transférer un grand nombre de reculs aux atomes ensuite on va mesurer, par interférométrie atomique, la variation de vitesse induite (voir fig. 1).

Nous utilisons les oscillations de Bloch pour transférer les impulsions aux atomes et un interféromètre de Ramsey-Bordé à quatre impulsions  $\frac{\pi}{2}$  pour les mesures de vitesse. Ainsi, l'incertitude sur notre mesure de  $v_r$  est proportionnelle à l'incertitude sur la mesure du centre de la distribution de vitesse finale, et inversement proportionnelle au nombre de reculs acquis par les atomes.

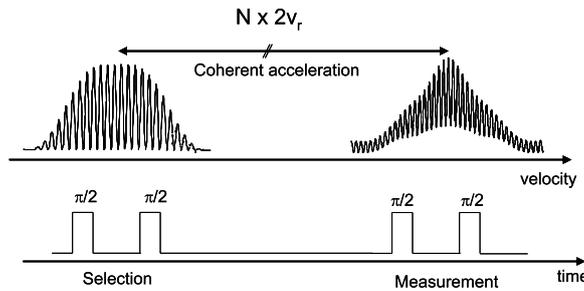


FIG. 1 : Principe de l'expérience

### RÉSULTATS

Grâce à un nouveau dispositif expérimental, nous transférons 1000 reculs aux atomes ; et en tenant compte de toutes les corrections dues aux effets systématiques, nous avons obtenu une nouvelle valeur de la constante de structure fine [4] avec une incertitude relative de  $6.6 \times 10^{-10}$  (voir fig. 2).

Avec ce résultat, on peut tester la QED, pour la première fois, à l'échelle de  $10^{-10}$ . La comparaison entre la valeur théorique de  $a_e$  et notre valeur expérimentale montre un accord pertinent et confirme la contribution due aux muons et hadrons dans l'équation (2).

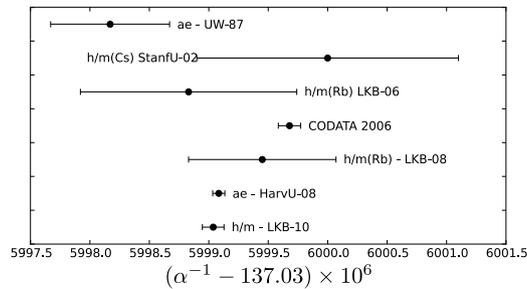


FIG. 2 : Comparaison des différentes déterminations de la constante de structure fine.

### RÉFÉRENCES

- [1] D. Hanneke, S. Fogwell and G. Gabrielse, Phys. Rev. Lett. **100**, 120801 (2008).
- [2] A. Wicht, J.M. Hensley, E. Sarajilic and S. Chu, Physica Scripta **T102**, 82 (2002).
- [3] M. Cadoret *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**,230801 (2008).
- [4] R. Bouchendiria *et al.*, Phys. Rev. Lett **106**, 080801 (2011).

**POMPAGE ET EMISSION DE NANOPARTICULES DE SILICIUM EN MICROCAVITE**

**Y. Candéla<sup>1</sup>, F. Gourbilleau<sup>2</sup>, G. Lin<sup>1</sup>, J.-B. Jager<sup>3</sup>, V. Lefèvre-Seguin<sup>1</sup>, J. Hare<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> LKB, Ecole Normale Supérieure, UPMC, CNRS, 24 rue Lhomond, F-75005 Paris

<sup>2</sup> CIMAP, Ensi Caen, 6 Blvd Maréchal Juin, F-14050 Caen

<sup>3</sup> SiNaPS INAC/SP2M CEA Grenoble 17 rue des Martyrs F-38054 Grenoble

yves.candela@lkb.ens.fr

**RESUME**

Nous identifions les modes de galerie pour le pompage optique de nanoparticules de Silicium. L'émission en cavité est observée dans des microdisques.

**MOTS-CLEFS :** *microsphère, microtore, onde évanescente, nanoparticules de Silicium*

**1. INTRODUCTION**

Une source laser intégrée sur Silicium est nécessaire pour réduire le goulot d'étranglement lié aux interconnexions électroniques [1]. Les microcavités de très grand facteur de qualité permettent de réduire le seuil des effets non-linéaires à l'origine de l'émission. En 2000, Pavesi et al. démontrent la présence de gain net dans le Silicium nanostructuré [2], mais son origine demeure une question ouverte. Dans ces matériaux, l'utilisation de microdisques a notamment permis de quantifier l'absorption par les porteurs libres [3]. A 750 nm, la section efficace de ces pertes est comparable à celle du gain. Dans une première partie, nous décrivons une méthode « locale » d'identification de modes de galerie. Elle permet un recouvrement efficace du champ électromagnétique avec des émetteurs. Puis, nous détaillerons des expériences de couplage avec des Nanoclusters de Silicium (NCSI) dans différentes configurations.

**2. EFFET FABRY-PEROT EVANESCENT DANS DES MODES DE GALERIE**

Une microstructure en silice à symétrie de révolution peut stocker des photons dans des modes de galerie dans laquelle les réflexions totales internes successives permettent de former des ondes stationnaires. La source du champ peut être extérieure, couplée à la cavité à l'aide d'un coupleur ou par des émetteurs placés à l'intérieur de la microcavité. Une étape de fusion au laser CO<sub>2</sub> façonne le dioptré avec une rugosité résiduelle sub-nanométrique et nous obtenons des champs très confinés et des facteurs de qualité  $Q = \omega/\delta\omega$  pouvant excéder 10<sup>9</sup>. Les volumes modaux restent modérément petits, de l'ordre de quelques centaines de  $\lambda^3$ . Les données ci-après proviennent de microsphères et de microtores, directement intégrés sur puce, obtenus par fusion au laser CO<sub>2</sub> de microdisques de silice fabriqués par les techniques de gravure proches de celles de la microélectronique.

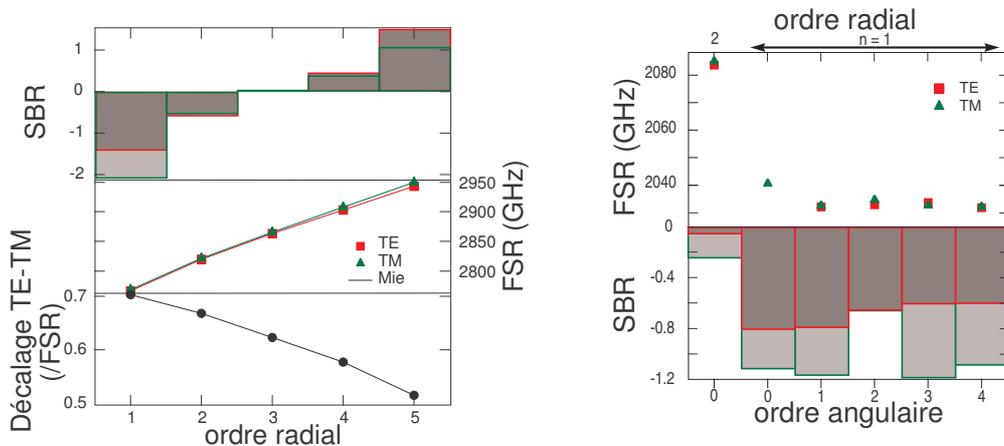


Fig. 1 : Mesures à ~780 nm. A gauche : SBR, FSR et décalage TE-TM en fonction de l'ordre radial d'une microsphère de  $\varnothing = 24 \mu\text{m}$ , à droite : FSR et SBR correspondants à des modes d'un microtore dopé NCSI.

Le confinement étant tridimensionnel, un mode est caractérisé par trois indices  $n$ ,  $m$ ,  $q$  auxquels s'ajoute la polarisation du champ. L'ordre radial  $n$  est défini comme le nombre de lobes dans cette direction,  $m$  est la projection du moment cinétique sur l'axe de révolution et  $q$  le nombre de nœuds dans la direction azimutale. Nous avons mis au point une méthode expérimentale innovante pour l'identification des modes qui nous permet de déterminer  $n$ . L'avantage est qu'elle repose sur une étude spectroscopique « locale », *i.e.* sur une seule résonance. Cette méthode consiste à mesurer la phase du coefficient de réflexion de l'onde évanescente de la sphère sur le taper. Puis, si nous resomons tous les allers-retours de l'onde évanescente dans le gap, il apparait une certaine analogie avec un *Fabry-Perot*. A mesure que nous changeons le gap, la phase de l'onde réfléchissant sur la sphère provoque un déplacement exponentiel de la fréquence de résonance des modes. Cet effet est caractérisé par le rapport du déplacement et de l'élargissement (SBR) induit par le coupleur, qui est indépendant du gap. Sur la Fig. 1, l'évolution du SBR avec l'ordre radial se corrèle avec l'intervalle spectral libre (FSR) et le décalage TE-TM. Cette méthode a, de surcroît, été étendue aux microtores. Dans une expérience laser, où l'on accorde la pompe sur un mode de galerie (pompage intracavité), l'utilisation de cette méthode d'identification permet une optimisation rapide du recouvrement du champ pompe avec les émetteurs.

### 3. MICROCAVITES FONCTIONALISEES AUX NCSI

Plusieurs approches ont été étudiées pour coupler des nanoparticules de silicium avec le champ des modes de galerie. L'efficacité de couplage et la densité de nanoémetteurs dans les modes de la microcavité représentent des paramètres cruciaux pour canaliser l'émission et pouvoir obtenir de l'émission stimulée. Une méthode de pulvérisation magnétron réactive [4] permet de déposer des multicouches de  $\text{SiO}_x/\text{SiO}_2$  d'épaisseur nanométrique et d'excès en silicium (ie de  $x$ ) contrôlés, afin de maîtriser la taille et la densité des nanoparticules. Une heure de recuit à  $1050^\circ\text{C}$  permet de nucléer un ensemble polydisperse de boîtes quantiques de silicium à partir des couches de silice enrichie en Silicium, et d'activer la photoluminescence (PL). A cette échelle, les états électroniques de surface interagissent avec la matrice d'oxyde, modifient les caractéristiques fondamentales de l'émission. Le centre de la courbe d'émission varie de 730 à 830 nm avec une largeur à mi-hauteur d'environ 100 nm.

Dans une première configuration une microsphère est mise au contact d'un wafer contenant des NCSI activés en surface. Les facteurs de qualité des modes fondamentaux valent environ  $3.10^6$  à 405 nm et  $10^6$  à 780 nm pour une microsphère de diamètre 140  $\mu\text{m}$  et diminuent dramatiquement pour de plus petits diamètres. Le dispositif de pompage ne nous permet pas d'obtenir assez d'émetteurs couplés avec le champ. Une autre approche consiste à déposer des couches de 3 nm de  $\text{SiO}_x$  sur un microdisque de silice. La PL est alors légèrement modulée par la fonction de transfert de la cavité, mais une rugosité de 0.8  $\mu\text{m}$  RMS conduit à des facteurs Q fortement limités par la diffusion. Si la fusion au laser  $\text{CO}_2$  de ces microdisques permet de restaurer des facteurs de qualités de  $3.10^6$  à 405 nm et  $10^7$  à 780 nm, la fusion dégrade les propriétés d'émission probablement par une coalescence des NCSI à la périphérie du tore. Dans ces microdisques, une activation du Si au laser  $\text{CO}_2$  focalisé, 3W pendant 1 minute, est observée.

### CONCLUSION

Nous avons développé une méthode pour assigner les modes, permettant un pompage efficace à 405 nm où la séparation cavité-coupleur demeure petite et la densité de modes élevée. Dans les microsphères et les microtores dopés Si, le couplage reste défavorable en raison d'un recouvrement médiocre entre les nanoémetteurs et le champ de pompe. Néanmoins, nous observons la PL de NCSI dans des modes de microdisques et nous espérons améliorer bientôt la technique de fusion des matériaux dopés pour tirer pleinement partie des propriétés optiques des microtores.

### REFERENCES

- [1] The International Technology Roadmap for Semiconductors, the 2010 updates, <http://www.itrs.net/>
- [2] L. Pavesi et al., "Optical gain in silicon nanocrystals", *Nature*, vol. 408, pp. 440-444, 2000
- [3] R. D. Kekatpure, and M. L. Brongersma, "Quantification of Free-Carrier Absorption in NCSI with an Optical Microcavity", *Nano Lett.*, vol. 18, 11, pp. 3787-3793, 2008
- [4] C. TERNON, F. GOURBILLEAU, X. PORTIER, P. VOIVENEL, C. DUFOUR, "An original approach for the fabrication of Si:SiO2 multilayers using reactive magnetron sputtering", *Thin Solid Films*, vol. 419, pp. 5-10, 2002

## TRANSFERT DE STABILITE DE FREQUENCE AVEC UN LASER FEMTOSECONDE

B. Chanteau<sup>1</sup>, O. Lopez<sup>1</sup>, B. Darquié<sup>1</sup>, W. Zhang<sup>2</sup>, Y. Lecoq<sup>2</sup>, C. Chardonnet<sup>1</sup>, A. Amy-Klein<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup>LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, UMR 8630 CNRS-UPMC, 75014 Paris, France

bruno.chanteau@univ-paris13.fr

### RÉSUMÉ

Nous avons développé un dispositif de mesures absolues de fréquences dans l'infrarouge qui utilise un laser femtoseconde émettant vers 1.55  $\mu\text{m}$  et une référence optique transférée du Syrte au LPL par lien optique. La stabilité de fréquence mesurée sur un laser CO<sub>2</sub> asservi sur une raie de résonance de OsO<sub>4</sub> est de  $6 \times 10^{-14}$  en valeur relative pour un temps de mesure de 1 s. Des développements sont en cours pour asservir directement la fréquence du laser CO<sub>2</sub> sur la référence optique.

**MOTS-CLEFS :** *mesures absolues de fréquence, laser femtoseconde*

### 1. INTRODUCTION

Pour des expériences de haute sensibilité en spectroscopie, il est nécessaire d'avoir des lasers stabilisés en fréquence. Nous développons un dispositif qui permet de mesurer ou même de contrôler la fréquence d'une large gamme de lasers avec une incertitude meilleure que  $10^{-14}$  en valeur relative. Pour cela, nous utilisons un laser femtoseconde couplé à une référence de fréquence optique, un laser ultra-stable dont la fréquence est contrôlée par rapport aux étalons primaires de fréquence du Syrte et qui est transféré à notre laboratoire par un lien optique fibré. Le laser femtoseconde permet de comparer n'importe quelle fréquence optique à la référence de fréquence du Syrte. Dans un premier temps, notre système a été optimisé pour permettre de mesurer ou de contrôler des fréquences dans l'infrarouge moyen vers 10  $\mu\text{m}$ .

### 2. LASER FEMTOSECONDE

Le spectre d'un laser femtoseconde (fs) est constitué d'un ensemble de modes de fréquences équidistantes qui forment un peigne de fréquence (Fig.1). La fréquence de chaque dent, ou mode, de ce peigne peut être écrit comme  $\nu_p = p f_{rep} + f_0$  où  $f_0$  est le décalage du peigne à l'origine,  $f_{rep}$  est le taux de répétition, et p un entier. Le laser fs que nous utilisons est un laser à fibre centré vers 1,55  $\mu\text{m}$  (194 THz), d'une largeur spectrale de 60 nm, de taux de répétition 250 MHz. La durée des pulses est d'environ 90 fs. Le spectre de ce laser contient donc environ 30 000 modes, et p, l'entier multiplicateur du taux de répétition, est de l'ordre de 800 000.

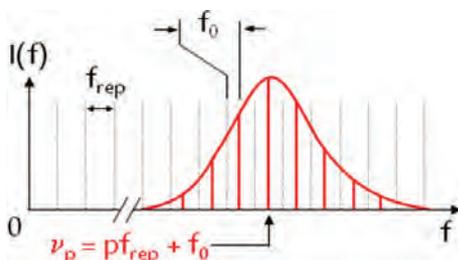


Fig. 1 : Spectre d'un laser femtoseconde

La fréquence optique des modes du laser dépend uniquement des deux paramètres  $f_0$  et  $f_{rep}$ , situés dans le domaine radiofréquence. Pour contrôler la fréquence de ces modes, il suffit donc de contrôler la fréquence de ces paramètres.

### 3. TRANSFERT DE STABILITE

Notre dispositif permet de mesurer ou contrôler la fréquence d'un laser à CO<sub>2</sub> émettant vers 10  $\mu\text{m}$ , ou, à terme, de n'importe quel laser émettant dans le moyen infrarouge. Le contrôle de la fréquence du laser CO<sub>2</sub> est réalisé en deux étapes (Fig. 2). Tout d'abord, le paramètre  $f_{rep}$  est contrôlé par rapport à une référence optique située au Syrte et transférée dans notre laboratoire par

un lien optique fibré [1]. Il s'agit d'un laser à 1,55  $\mu\text{m}$  stabilisé sur une cavité Fabry-Pérot de haute finesse et mesuré avec un laser fs par rapport aux étalons primaires de fréquence du Syrte [2].

Comme les fréquences du laser  $\text{CO}_2$  et des modes du laser fs ne se recouvrent pas, on ne peut pas les comparer directement. On utilise donc un peigne centré à 1850 nm qui est généré par effet non linéaire à partir du peigne centré à 1560 nm. On réalise ensuite un mélange non linéaire dans un cristal d'AgGaSe<sub>2</sub> entre le laser  $\text{CO}_2$  et ce peigne à 1850 nm pour obtenir un peigne « somme » centré à 1560 nm. En effet,  $\nu_{1560} = \nu_{1850} + \nu_{\text{CO}_2}$ . La comparaison des fréquences de ce peigne somme ( $\nu_q = q f_{\text{rep}} + f_0 + \nu_{\text{CO}_2}$ ) et du peigne à 1560 nm directement issu du laser fs ( $\nu_p = p f_{\text{rep}} + f_0$ ) permet de comparer la fréquence  $\text{CO}_2$  avec une harmonique élevée de la fréquence de répétition :  $\nu_{\text{CO}_2} = (p - q) f_{\text{rep}} + \Delta$ , où la fréquence  $\Delta$  peut être mesurée précisément avec un compteur. La fréquence  $\text{CO}_2$  est alors directement reliée à  $f_{\text{rep}}$ , qui dépend de la fréquence de la référence optique [3].

Avec ce dispositif, nous avons pu mesurer la fréquence du laser  $\text{CO}_2$  préalablement asservi sur une raie de résonance de la molécule OsO<sub>4</sub>. Nous avons obtenu une stabilité de l'ordre de 2 Hz, c'est-à-dire  $6 \times 10^{-14}$  en valeur relative, pour un temps de mesure de 1 s, ce qui correspond à la valeur attendue de stabilité du laser  $\text{CO}_2$  [4]. Nous avons vérifié que la résolution de cette mesure n'était pas limitée par le dispositif de mesure. Des développements sont en cours pour asservir directement la fréquence du laser  $\text{CO}_2$  sur la référence optique.

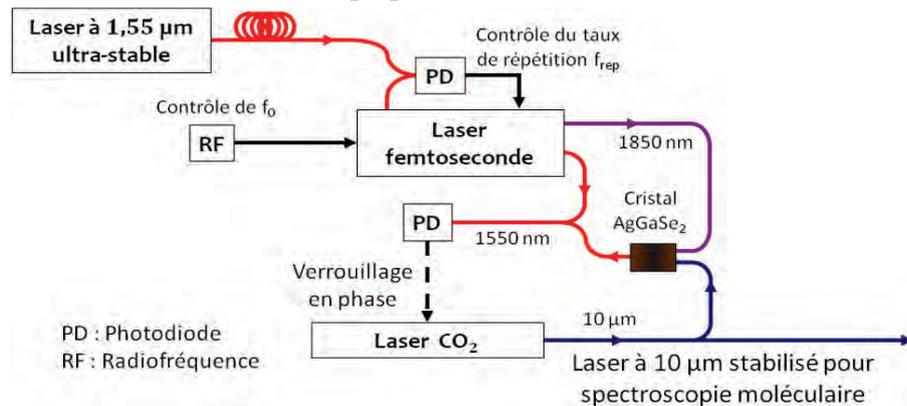


Fig. 2 : Schéma du transfert de stabilité avec le laser fs

### CONCLUSION

Nous avons développé un dispositif qui permettra à terme de contrôler la fréquence de nos lasers infrarouges avec une incertitude correspondant aux meilleurs étalons de fréquence du Syrte. Un tel contrôle est indispensable pour des expériences de très haute sensibilité comme par exemple, l'observation de la violation de parité dans les molécules [5]. Ce dispositif devrait également permettre de s'affranchir d'un dispositif de stabilisation locale et ainsi étendre les possibilités de stabilisation à une vaste gamme de sources lasers, en particulier des lasers à cascade quantique.

### RÉFÉRENCES

- [1] 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.
- [2] S.T. Dawkins, et al, "An Ultra-Stable Referenced Interrogation System in the Deep Ultraviolet for a Mercury Optical Lattice Clock", Applied Physics B, vol. 99, pp. 41-46, 2010.
- [3] A. Amy-Klein et al, "Absolute frequency measurement of an SF<sub>6</sub> two-photon line using a femtosecond optical comb and sum-frequency generation", Optics Letters, vol. 30, pp. 3320-3322, 2005.
- [4] V. Bernard et al, "CO<sub>2</sub> laser stabilization to 0.1-Hz level using external electrooptic modulation", IEEE J. of Quant. Electr., vol. 33, pp. 1282-1287, 1997.
- [5] B. Darquié et al, "Progress toward a first observation of parity violation in chiral molecules by high-resolution laser spectroscopy", Chirality, vol. 22, pp. 870-884, 2010.

## CRYPTOGRAPHIE QUANTIQUE PAR CODAGE TEMPOREL

Guillaume Charles, Simon Fossier, Thierry Debuisschert\*

Thales Research & Technology France, 1 av. Augustin Fresnel, Campus Polytechnique, 91767  
Palaiseau Cedex, France

\*thierry.debuisschert@thalesgroup.com

### RÉSUMÉ

Nous avons proposé un protocole de cryptographie quantique par codage temporel utilisant des impulsions atténuées et des compteurs de photon. Une mesure conjointe de la position temporelle des impulsions et de leur cohérence permet d'établir la clé. Nous avons développé un prototype transmettant des impulsions de 20 ns sur une fibre de 25 km et détectées par des compteurs supraconducteurs. L'analyse de sécurité permet d'envisager des distances de sécurité de l'ordre de 200 km. Un algorithme de réconciliation et d'amplification de confidentialité a été implémenté pour produire une clé secrète à partir des données physiques. Un taux de clé de l'ordre de 100 bit/sec a été obtenu.

**MOTS-CLEFS :** *cryptographie quantique, communications quantiques, comptage de photon*

### 1. INTRODUCTION

Nous avons proposé un protocole de distribution quantique de clé, basé sur un codage temporel, qui utilise des impulsions à 1 photon, cohérentes, de profil temporel rectangulaire et de durée  $T$  [1]. La clé est codée par l'instant de détection du photon. En parallèle, des mesures dans le domaine fréquentiel, au moyen d'un interféromètre, garantissent la sécurité. Ce protocole est de mise en œuvre simple. Il est bien adapté aux fibres optiques utilisées pour les télécommunications.

### 2. MONTAGE EXPERIMENTAL

Nous avons tout d'abord développé l'ensemble du montage optique permettant la production d'impulsions atténuées, leur codage temporel, leur transport dans une fibre de 25 km et leur détection par un compteur supraconducteur. L'efficacité de détection de celui-ci est de 10 % et le taux de coups d'obscurité de l'ordre de 50 coups/sec. Une interface a été développée afin de pouvoir traiter les signaux obtenus et produire une clé brute. Un taux d'erreur quantique de 2 % et une visibilité des franges de 98 % ont été mesurés après 25 km de propagation [2].

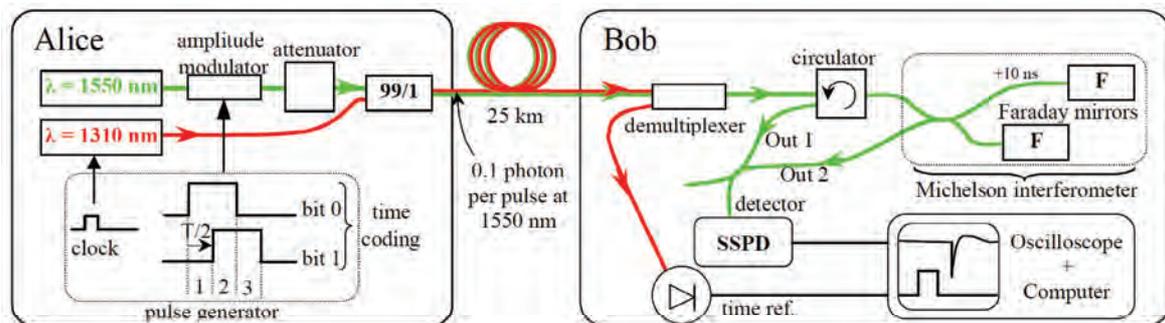
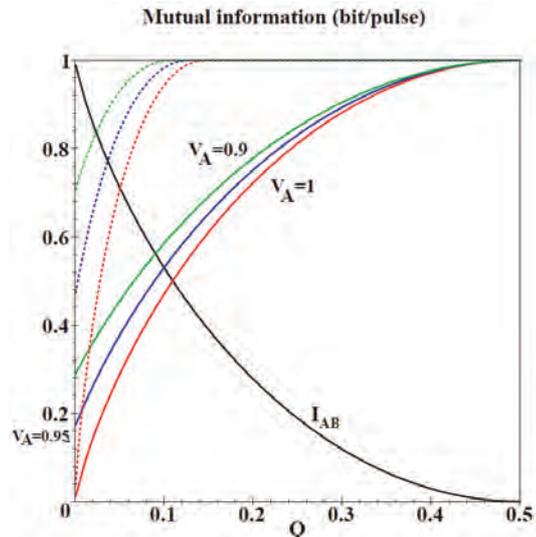


Fig 1 : Montage expérimental. A partir d'une diode laser, Alice produit des impulsions atténuées et modulées en temps pour coder les bits 0 et 1. Elles sont envoyées dans le canal ainsi qu'une horloge de référence. Bob détecte les photons à l'aide d'un compteur supraconducteur (SSPD).

### 3. ANALYSE DE SECURITE

A partir d'une description mathématique du protocole initialement proposé, nous dérivons un protocole plus simple qui donne des résultats similaires à ceux du protocole usuel BB84. A partir de l'analyse de sécurité de ce dernier, nous étudions le protocole initial. Nous obtenons que sa sécurité peut être garantie jusqu'à un taux d'erreur de 5 %. Nous proposons des améliorations qui permettent pour ce dernier d'obtenir des performances similaires à celles de BB84. Nous calculons ensuite les distances de sécurité pour ces protocoles pour des canaux de transmission standards formés d'une fibre optique. En considérant l'utilisation de compteurs de photons supraconducteurs, nous obtenons des distances de sécurité de l'ordre de 200 km.

Fig 2 : Informations mutuelles en fonction du taux d'erreur quantique  $Q$ . Les courbes représentent l'information de Holevo entre Alice et Eve pour des visibilité  $V_A$  égales à 0.9, 0.95 et 1. Les courbes en trait plein représentent l'information d'Eve dans le cas d'un protocole optimal qui tolère une erreur maximale de 11 %. Notre protocole correspond aux courbes en trait pointillé. Le taux d'erreur maximal acceptable est de 5 %.



### 4. RECONCILIATION

Nous avons développé un algorithme de réconciliation qui comporte tous les traitements de données permettant de fabriquer une clé secrète à partir de la clé brute établie entre Alice et Bob. Tout d'abord, la correction d'erreur permet d'éliminer toutes les erreurs dues notamment au bruit propre des détecteurs. Il en résulte des clés identiques entre Alice et Bob. Ensuite, ces derniers procèdent à l'amplification de confidentialité qui permet de rendre l'information de l'espion aussi faible que l'on veut au prix d'une réduction de la taille de la clé. Nous avons implémenté l'ensemble des logiciels permettant de piloter l'expérience et de fabriquer les clés secrètes à partir des données expérimentales. Nous avons obtenu un taux de clé secrète de l'autre de 100 bit/sec.

### CONCLUSION

Nous avons proposé un protocole de cryptographie quantique par codage temporel utilisant des impulsions atténuées et des compteurs de photon. Nous avons développé un prototype transmettant des impulsions de 20 ns sur une fibre de 25 km et qui sont détectées par un compteur supraconducteur. L'analyse de sécurité permet d'envisager des distances de sécurité de l'ordre de 200 km. Un algorithme de réconciliation et d'amplification de confidentialité a été implémenté pour produire une clé secrète à partir des données physiques. Le taux de clé est de l'ordre de 100 bit/sec.

Ce projet a été financé en partie par le contrat ANR SEQUIRE (ANR-07-SESU-011)

### RÉFÉRENCES

- [1] T. Debuisschert and W. Boucher, Phys. Rev. A 70, 042306 (2004)
- [2] O. Morin, S. Fossier, and T. Debuisschert. "Experimental implementation of time-coding quantum key distribution at telecommunication wavelength". in CLEO/QELS Conference, 2009.

## OPTIMISATION D'UN INTERFEROMETRE ATOMIQUE EMBARQUABLE ET NOUVELLES TECHNIQUES DE MESURE ACCELEROMETRIQUE

Renée Charrière<sup>1</sup>, Olivier Carraz<sup>2</sup>, Malo Cadoret<sup>3</sup>, Nassim Zahzam<sup>1</sup>, Yannick Bidet<sup>1</sup>, Alexandre Bresson<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ONERA, 91761 Palaiseau Cedex, France

<sup>2</sup> LCAR, Université Paul Sabatier, 31092, Toulouse Cedex 09, France

<sup>3</sup> CNAM, 75141 Paris Cedex 03, France

renee.charriere@onera.fr

### RÉSUMÉ

Nous souhaitons réaliser ici un gravimètre atomique compact, stable et « embarquable ». Pour ce faire, nous avons combiné un interféromètre atomique à quatre impulsions Raman avec des oscillations de Bloch atomiques. L'utilisation d'oscillations de Bloch [4], [5] permet de contrôler la trajectoire des atomes. Nous avons réalisé une mesure de principe de l'accélération de la pesanteur avec des atomes oscillant autour d'une vitesse nulle dans une onde stationnaire, montrant qu'il est ainsi possible d'envisager de réduire la taille de l'enceinte à vide à quelques centimètres, c'est-à-dire la taille du nuage atomique utilisé.

**MOTS-CLEFS :** *interférométrie atomique ; gravimétrie ; oscillations de Bloch*

### 1. INTRODUCTION

Ces dernières années, les progrès réalisés dans la manipulation des ondes de matière par des impulsions lumineuses cohérentes ont permis la réalisation d'interféromètres atomiques très sensibles : des gravimètres [1], [2], des gradiomètres et des gyromètres. Nous souhaitons ici réaliser un gravimètre atomique embarquable. Un tel gravimètre peut être utilisé pour diverses applications comme la navigation par corrélation de terrain, le positionnement grâce à des cartes de gravité, la localisation de gisements ou la détection de ruines souterraines et aussi pour tester le principe d'équivalence [3].

Nous allons présenter ici les principaux résultats expérimentaux obtenus.

### 2. PRINCIPE GENERAL DE L'EXPERIENCE

Le principe de l'expérience est le suivant : des atomes de Rb, préalablement refroidis à une température de 2.5  $\mu\text{K}$ , grâce à un piège magnéto-optique suivi d'une phase de mélasse optique, sont lâchés sans vitesse initiale dans le champ de pesanteur. Ils sont ensuite soumis à différentes impulsions lumineuses Raman, qui vont être vues par les atomes comme des miroirs (impulsion  $\pi$ ) ou des lames séparatrices (impulsion  $\pi/2$ ). Ces impulsions Raman couplent les états ( $F=2$ ) et ( $F=3$ ) du niveau  $5S_{1/2}$  de l'atome. Les différentes impulsions lumineuses vont permettre de faire interférer deux chemins différents. La phase du signal d'interférence obtenu va dépendre de l'accélération de la pesanteur.

En plus de ces impulsions, les atomes vont subir des oscillations de Bloch. Pour cela, l'atome doit être chargé dans un réseau optique, dont la vitesse est égale (à la vitesse de recul près) à la vitesse de l'atome. En effet, un atome dans un réseau optique va se comporter comme un électron dans un réseau cristallin périodique, auquel est appliquée une tension, la force vue par l'atome étant ici l'accélération de la pesanteur. Une fois l'atome chargé dans le réseau optique, il va suivre la vitesse de ce dernier. Il est ainsi possible de contrôler la vitesse de l'atome, en jouant sur celle du réseau.

Nous avons effectué une mesure de l'accélération de la pesanteur en soumettant les atomes à la séquence suivante. Un réseau mobile va accélérer les atomes vers le haut, puis les atomes vont subir deux impulsions  $\pi/2$  Raman. Les atomes, soumis à la pesanteur, vont atteindre une vitesse

nulle après la deuxième impulsion  $\pi/2$  : à cet instant on allume un réseau stationnaire qui va faire osciller les atomes autour d'une position fixe. Ensuite les atomes subissent à nouveau deux impulsions  $\pi/2$  afin de fermer l'interféromètre. La probabilité qu'un atome, initialement dans l'état ( $F=3$ ), se retrouve dans le même état à la fin de l'interféromètre, va s'écrire :

$$P = \frac{1}{4} \left( 1 + \frac{1}{2} \cos \left[ (k_{\text{eff}} g - 2\pi\alpha) Tr(T_r + T_d) \right] \right), \quad (1)$$

$k_{\text{eff}}$  étant la somme des vecteurs d'onde des laser Raman et  $\alpha$  étant la pente de la rampe de fréquence que subissent les lasers Raman au cours du temps (cette rampe de fréquence sert à compenser l'effet Doppler dû à la variation de vitesse des atomes).  $T_d$  désigne la durée entre les deux paires d'impulsions  $\pi/2$ ,  $T_r$  étant la durée entre les deux premières et les deux dernières impulsions.

### 3. MESURE DE L'ACCELERATION DE LA PESANTEUR

L'équation (1) montre que pour  $2\pi\alpha = k_{\text{eff}} g$ ,  $P$  ne dépend plus du produit  $Tr(T_r + T_d)$ . En traçant  $P(\alpha)$  pour différentes valeurs de ce produit, il est ainsi possible de mesurer l'accélération de la pesanteur en repérant la frange, appelée frange centrale, correspondant à cette relation. La figure 1 montre un exemple de mesure de  $P$  en fonction de  $\alpha$ , pour  $T_r=5$  ms et  $T_d=24,6$  ms. La frange centrale ayant été déterminée auparavant, cette courbe permet de déterminer la valeur de l'accélération de la pesanteur. Nous avons obtenu ici  $g=9,80879 \pm 2.10^{-5} \text{ m/s}^2$ , pour des atomes lévitant dans le réseau stationnaire pendant 9,6 ms, soit 8 oscillations de Bloch.

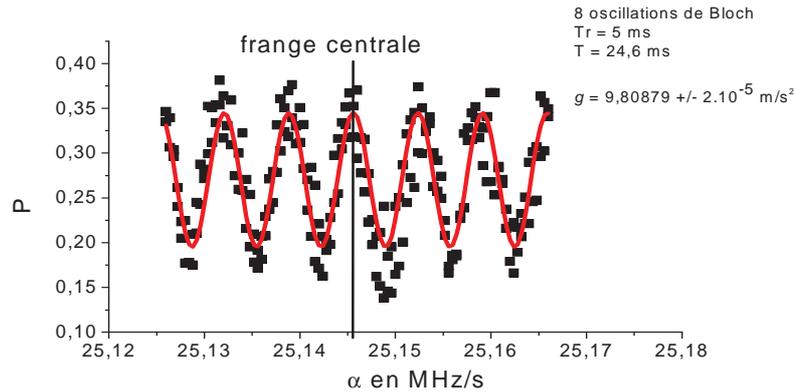


Fig. 1 : Exemple de mesure de  $P(\alpha)$  permettant de mesurer l'accélération de la pesanteur.

### CONCLUSION

Nous avons réalisé une mesure de principe de l'accélération de la pesanteur avec des atomes oscillant autour d'une vitesse nulle dans une onde stationnaire. Il est maintenant possible d'envisager un nouveau dispositif expérimental beaucoup plus petit. Cette nouvelle technique donne accès à une mesure locale de la pesanteur. Ainsi par rapport au gravimètre atomique classique, il est possible de s'affranchir des fluctuations de la pesanteur et de certaines inhomogénéités expérimentales sur la longueur de chute des atomes.

### RÉFÉRENCES

- [1] A. Peters and S. Chu, Nature, 400, 849, 1999.
- [2] F. Yver-Leduc, P. Cheinet, J. Fils, A. Clairon, N. Dimarcq, D. Holleville, P. Bouyer, and A. Landragin, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt., 5, S136–S142, 2003.
- [3] S. Dimopoulos, P.W. Graham, J.M. Hogan and M.A. Kasevich, Phys. Rev. Lett., 98, 111102, 2007.
- [4] M. Cadoret, E. de Mirandes, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien and F. Biraben, Phys. Rev. Lett., 101, 230801, 2008.
- [5] P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien and F. Biraben, Europhys. Lett., 71, 730, 2005.

## RALENTISSEUR À EFFET ZEEMAN À AIMANTS PERMANENTS ET RÉSULTATS RÉCENTS AVEC UN LASER À ATOMES GUIDÉ.

P. Cheiney,<sup>1,2</sup> O. Carraz,<sup>1,2</sup> D. Bartoszek-Bober,<sup>3</sup> S. Faure,<sup>1,2</sup> F. Vermersch,<sup>1,2</sup> C. M. Fabre,<sup>1,2</sup>  
G. L. Gattobigio,<sup>1,2</sup> T. Lahaye,<sup>1,2</sup> D. Guéry-Odelin,<sup>1,2</sup> R. Mathevet<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Université de Toulouse, UPS - 118 route de Narbonne, F-31062 Toulouse, France.

<sup>2</sup> CNRS, UMR 5589, Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité, IRSAMC - F-31062 Toulouse, France.

<sup>3</sup> Marian Smoluchowski Institute of Physics, Jagiellonian University, Cracow, Poland.

renaud.mathevet@irsamc.ups-tlse.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons un nouveau design de ralentisseur à effet Zeeman utilisant des aimants permanents en configuration Halbach. Par ailleurs nous rapportons des résultats relatifs à notre Laser à Atomes Guidé. Celui-ci est ensuite utilisé pour sonder différents potentiels localisés en aval. Dans certaines gammes de paramètres un régime chaotique est observé. Nous étudions actuellement son interaction avec un réseau optique.

**MOTS-CLEFS :** *ralentisseur à effet Zeeman ; Halbach ; laser à atomes ; chaos*

### 1. RALENTISSEUR À EFFET ZEEMAN À AIMANTS PERMANENTS EN CONFIGURATION HALBACH

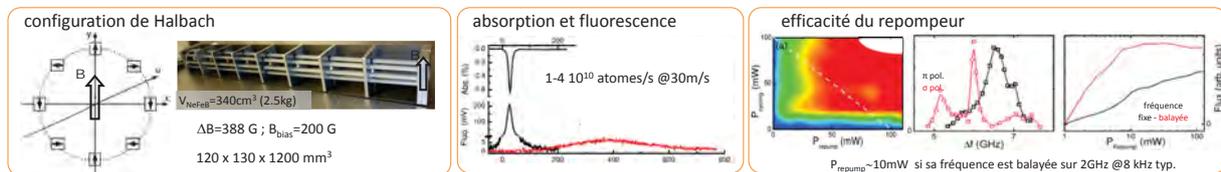


FIGURE 1 : Gauche : configuration utilisée. Centre : distribution de vitesse du jet thermique (rouge) et ralenti (noir). Droite : mesure du flux en fonction de la puissance de la lumière cyclante et du repompeur. L'efficacité du repompeur dépend de sa fréquence et les meilleurs résultats sont obtenus lorsque celle-ci est balayée.

Le ralentisseur à effet Zeeman [1] permet de charger efficacement un Piège Magnéto-Optique (PMO), point de départ de nombreuses expériences sur les gaz quantiques dégénérés. L'utilisation d'aimants permanents pour générer les champs magnétiques nécessaires [2] comporte de nombreux avantages. La configuration de Halbach [3] procure naturellement des champs très homogènes transversalement et très peu de champs de fuite. Nous avons aisément obtenu des flux de quelques  $10^{10}$  atomes/s à 30 m/s [4]. Le caractère transverse du champ par rapport à la propagation rend toutefois nécessaire l'utilisation d'un repompeur [5]. Les spectres enregistrés suggèrent une dynamique interne complexe. Les meilleures performances sont alors obtenues lorsque sa fréquence est largement balayée sur tout le spectre.

## 2. DÉCOUPLAGE OPTIMISÉ D'UN LASER À ATOMES GUIDÉ

L'utilisation d'un laser de forte puissance (300 W) et largement désaccordé (1070 nm) nous permet de réaliser un piège dipolaire croisé dans lequel nous formons un Condensat de Bose-Einstein (CBE) de  $2 \cdot 10^5$  atomes de  $^{87}\text{Rb}$  toutes les 5 s environ. L'utilisation de gradients de champs magnétiques pendant le processus d'évaporation (*distillation de spin*) permet d'obtenir un condensat dans un seul sous-niveau magnétique ou bien dans les trois (spinneur). En abaissant progressivement l'intensité du faisceau vertical une onde de matière cohérente est progressivement découplée et guidée par le faisceau horizontal, formant un Laser à Atomes Guidé (LAG). Le découplage peut aussi s'obtenir à l'aide de forces magnétiques. Dans les deux cas, nous avons montré [6] que l'entropie par particule est conservée dans le processus. En fonction de la température à laquelle on interrompt le processus d'évaporation, l'état transverse du jet varie continûment du régime classique ( $\langle n \rangle \gg 1$ ) à un caractère quasi monomode.

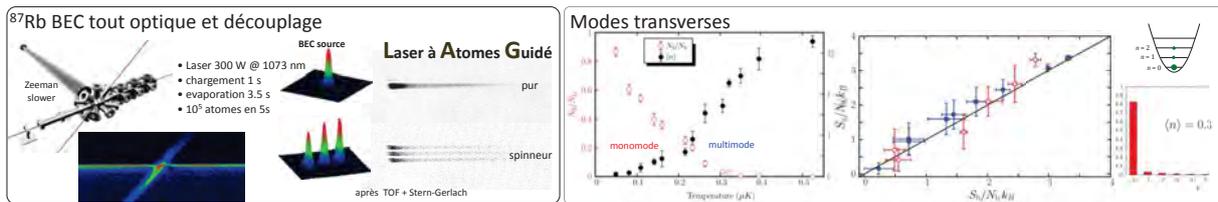


FIGURE 2 : Gauche : Configuration en jet croisé et LAG avec ou sans *distillation de spin*. Caractérisation de la distribution des modes transverse dans le LAG en fonction de la température du nuage initial. L'entropie par particule est conservée lors du découplage et un faisceau quasi monomode transverse ( $\langle n \rangle \sim 0.3$ ) est obtenu à partir d'un CBE quasi pur ( $N_0/N_{tot} > 0.8$ ).

## 3. INTERACTION D'UN LAG AVEC UN POTENTIEL LOCALISÉ

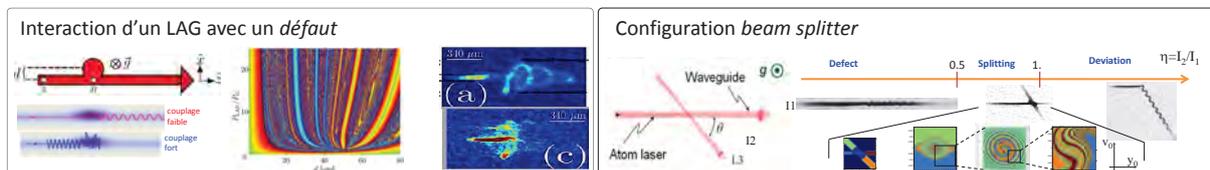


FIGURE 3 : Interaction d'un LAG avec un potentiel localisé. Gauche : un faisceau vertical croise le guide horizontal du faisceau atomique. En fonction de sa puissance et de son décentrage une transition vers une dynamique chaotique peut être observée ((a)  $\rightarrow$  (c)). Droite : lorsque les faisceaux se coupent à  $45^\circ$  dans le plan horizontal, un régime chaotique est aussi observé pour une certaine gamme de paramètres.

Un laser à atomes guidé peut alors servir de sonde de potentiels situés en aval. Nous observons des transitions vers des régimes chaotiques. La géométrie de la Figure 3-droite est une première approche de séparatrice atomique en environnement guidé. Nous étudions actuellement la réflexion/diffraction de Bragg du LAG sur un réseau optique longitudinal.

## RÉFÉRENCES

- [1] W. D. Phillips, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 70, p. 721, 1998.
- [2] Y. Ovchinnikov, *Opt. Comm.*, vol. 276, p. 261, 2007.
- [3] K. Halbach, *Nuc. Inst. Meth.*, vol. 169, p. 1, 1980.
- [4] P. Cheiney et al., *arXiv :1101.3243v1*, submitted to *Rev. Sci. Inst.*.
- [5] P. N. Melentiev, P. A. Borisov and V. I. Balykin, *J. Exp. Th. Phys.*, vol. 98, p. 667, 2004.
- [6] G. L. Gattobigio et al., *Phys. Rev. A*, vol. 80, 041605 (R), 2009.
- [7] G. L. Gattobigio et al., *arXiv :1105.1971v1*, submitted to *Phys. Rev. Lett.*.
- [8] G. L. Gattobigio et al., in preparation.

## DEVELOPPEMENT D'UNE SOURCE LASER A 515 nm PAR DOUBLAGE DE FREQUENCE DANS DES CRISTAUX DE NIOBATE DE LITHIUM

N. Chiodo<sup>1</sup>, F. Du Burck<sup>2</sup>, C. Zumsteg<sup>1</sup>, J-P. Wallerand<sup>3</sup>, O. Acef<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LNE-SYRTE/ Observatoire de Paris / CNRS-UMR 8630 / UPMC- Paris VI

<sup>2</sup> LPL/ CNRS-UMR 7538 / Univ. Paris XIII

<sup>3</sup>LNE- INM/ CNAM

[nicola.chiodo@obspm.fr](mailto:nicola.chiodo@obspm.fr)

**MOTS-CLEFS :** *Doublement de fréquence, cristal PPLN en guide d'onde, laser à fibre*

### RÉSUMÉ

Nous avons développé une source laser à 515 nm basée sur le doublement de fréquence d'un laser à fibre dopée Yb émettant à 1030 nm, à l'aide de cristaux de Niobate de Lithium (LiNbO<sub>3</sub>) polarisés périodiquement (PPLN). Nous avons testé successivement un cristal en PPLN de type « bulk » de 25 mm de long puis un second cristal en guide d'onde de 10 mm de long.

### 1. INTRODUCTION

Les transitions hyperfines de l'iode au voisinage de 515 nm sont très étroites, avec un facteur de qualité  $> 10^9$ , et sont susceptibles de conférer des stabilités de fréquence laser dans la gamme de  $10^{-15}$  en valeur relative. Les lasers les plus couramment utilisés pour sonder ces transitions de  $^{127}\text{I}_2$  ont été pendant longtemps les lasers à gaz de type Ar<sup>+</sup>, peu propices à un développement de système laser asservi compact. L'utilisation de sources laser IR solides (type Yb :YAG) ou fibrés (dopés Yb) qui présentent un bruit de phase intrinsèque très faible permet de sonder ces transitions après doublement de fréquence [1]. L'avènement de cristaux de LiNbO<sub>3</sub> en guide d'onde avec des efficacités supérieures à 100% W<sup>-1</sup> ouvre la possibilité de générer des puissances harmoniques de plusieurs dizaines de mW dans une configuration instrumentale très compacte si on utilise des cristaux non linéaires fibrés [2]. Cette approche, associée à l'utilisation de lasers à fibre dopée Yb, dans notre cas, permet de développer des dispositifs laser stabilisés très compacts, susceptibles d'être utilisés dans des expériences à vocation spatiale [3].

### 2. EXPERIMENTAL SETUP

Le dispositif expérimental que nous avons développé est décrit par la figure 1. Le faisceau IR à 1030 nm, émis par le laser à fibre dopé Yb traverse un modulateur acousto optique (AOM) utilisé en double passage. Cet AOM joue à la fois le rôle d'isolateur optique vis-à-vis du laser à 1030 nm, et permet de stabiliser la puissance harmonique générée à 515 nm. La polarisation du faisceau IR est contrôlée par le biais d'une lame demi onde avant d'être focalisée dans le cristal de LiNbO<sub>3</sub>.

Nous avons utilisé successivement un cristal de type « bulk » PPLN de 25 mm de long, puis un second cristal type PPLN en guide d'onde [4] de 10 mm de long et de dimensions internes 6x3 μm<sup>2</sup>. Dans le premier cas, une lentille plan-convexe de 10 cm de longueur focale a été utilisée pour focaliser le faisceau IR dans le cristal. Dans le second cas, une lentille asphérique de focale 8 mm a permis d'optimiser le couplage optique dans le cristal en guide d'onde. Une séparatrice dichroïque permet d'isoler le faisceau à 515 nm de la radiation fondamentale en sortie du cristal doubleur de fréquence.

Le premier cristal PPLN (« bulk ») de dimensions  $25 \times 1 \times 0.5 \text{ mm}^3$  a une période de  $6.1 \mu\text{m}$ , est placé dans un four en cuivre pour la stabilisation en température. L'accord de phase a été réalisé dans notre cas à une température de  $31 \text{ }^\circ\text{C}$  avec des fluctuations résiduelles de température de l'ordre de  $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$ . L'asservissement de température est constitué d'un barreau en cuivre entouré d'un simple fil chauffant. Une efficacité de conversion de  $0.8\% \text{ W}^{-1} \text{ cm}^{-1}$  a été obtenue, ainsi qu'une acceptation de  $1 \text{ }^\circ\text{C}$  en température et de  $0.1 \text{ nm}$  en longueur d'onde.

Le cristal de type PPLN en guide d'onde ( $l= 10 \text{ mm}$ ) que nous avons utilisé, est placé dans un four en cuivre régulé en température à mieux que  $1 \text{ mK}$ , à l'aide d'un asservissement de type PID contrôlant un module à effet Peltier. Les dimensions du guide sont de  $6 \times 3 \mu\text{m}^2$ . Le niveau maximal de puissance harmonique que nous avons obtenu est de  $33 \text{ mW}$  à partir d'une puissance IR incidente à l'entrée du cristal de  $197 \text{ mW}$ . Ceci correspondant à une efficacité de conversion voisine de  $86 \text{ } \%$   $\text{W}^{-1}$ . Nous avons estimé le taux de couplage optique dans le cristal à  $60\%$ .

L'acceptance en température est de  $2.4 \text{ }^\circ\text{C}$ , tandis que celle en longueur d'onde est de  $0.2 \text{ nm}$ .

La figure 2 illustre l'évolution de la puissance harmonique (@  $515 \text{ nm}$ ) en fonction de la puissance IR (@  $1030 \text{ nm}$ ) que nous avons mesurée.

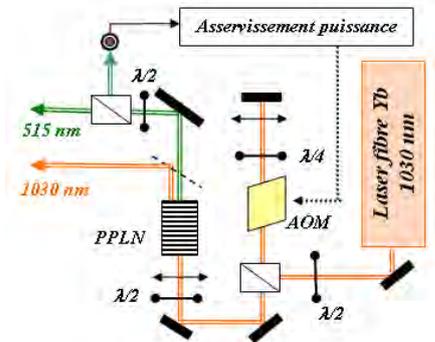


Fig. 1: Schéma du montage expérimental.

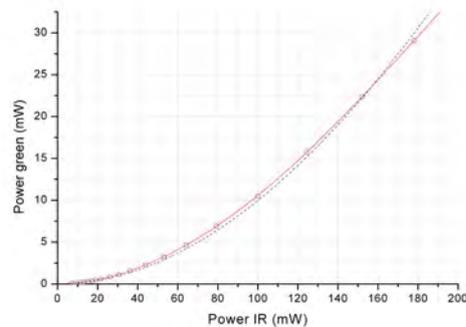


Fig. 2: Evolution de la puissance harmonique mesurée en fonction de la puissance incidente @  $1030 \text{ nm}$

## CONCLUSION

Ce travail est réalisé dans le cadre du projet de développement d'un laser ultrastable à vocation spatiale asservi sur une transition hyperfine de l'iode moléculaire. Le niveau de puissance démontré à  $515 \text{ nm}$  à l'aide d'un cristal de type PPLN en guide d'onde, ouvre des perspectives intéressantes pour la réalisation d'un dispositif très compact utilisant un laser IR à fibre basse puissance.

## RÉFÉRENCES

- [1] P. A Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich, "Generation of Optical Harmonics," Phys. Rev. Lett. 7, 118-119 (1961).
- [2] D. Akamatsu, M. Yasuda, T. Kohno, A. Onae, and F-L Hong, "A compact light source at  $461 \text{ nm}$  using a periodically poled LiNbO waveguide for strontium magneto-optical trapping", Optics express Vol. 19, N°3. 31 January 2011.
- [3] C. Zumsteg, F. Du Burck, N. Chiodo, K. Djerroud O. Turazza, D. Holleville, M. Lours, O. Acef, "Laser Nd : YAG stabilisé sur l'iode en cavité", COLOQ' 2011
- [4] K.R. Parameswaran, R.K. Route, J.R. Kurz, R.V. Roussev, M.M. Fejer, M. Fujimura, "Highly efficient second-harmonic generation in buried waveguides formed by annealed and reverse proton exchange in periodically poled lithium niobate," Opt. Lett. 27(3), 179-181 (2002).

# Effects of surface morphology on random lasing in ZnO thin films grown by MOCVD

C. Couteau<sup>1</sup>, P.-H. Dupont<sup>1</sup>, L. Meuris<sup>1</sup>, C. Sartel<sup>2</sup>, P. Galtier<sup>2</sup>, A. Lusson<sup>2</sup>, V. Sallet<sup>2</sup>, G. Lérondel<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Université de Technologie de Troyes (UTT), Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique (LNIO), 12 rue Marie Curie, 10000 Troyes, France.*  
christophe.couteau@utt.fr

<sup>2</sup> *Groupe d'Etudes de la Matière Condensée (GEMaC), Université de Versailles-Saint Quentin, 1 place Aristide Briand, 92195 Meudon, France.*

We present results on random lasing effect in high quality epitaxial ZnO thin films. For years it is known and well established that random lasing [1] happens easily in ZnO powder of nanoparticles [2]. It was believed that only 3D scattering can lead to random lasing in such systems.

Random lasing, also known as lasing without a cavity, is a peculiar effect that appears in a very diffusive medium. As a consequence when light goes through such a medium it gets trapped within the diffusing material and the probability that a photon goes back to its initial position (therefore forming a loop) becomes non-negligible. Random lasing then occurs and it is random in a sense that there could be lots of different loops involved in the process and not necessarily the same ones.

We present results showing that even a 2D layer of ZnO can show random lasing effect even though this film of 160 nm or so has a very high crystalline structure. Using a pulsed UV laser, we show a relatively low lasing threshold in zinc oxide thin films made by MOCVD. We also show morphologic studies by AFM and SEM and we observe random lasing effect most likely due to certain types of morphologies. We present systematic studies of lasing emission using the variable stripe length (VSL) method, the shifting excitation spot (SES) method and dependence with the excitation power as well as angle resolved studies. We also present single-shot spectra and 3D contour plot of the single-shot spectra. Fig 1a is the contour plot of the power dependence of the wavelength emission, the z axis being the intensity of the light emitted for a given wavelength and at a given pumping power [3]. Fig 1b is an example of what we did before on samples made by pulsed laser deposition where we provide a typical size and a typical probability of the light to come back to its original position and form a loop using a simple Fabry-Pérot model with index dispersion and gain effect (cf. Fig 1b). Finally, we discuss some further studies to undergo and how to utilise random lasing for some applications.

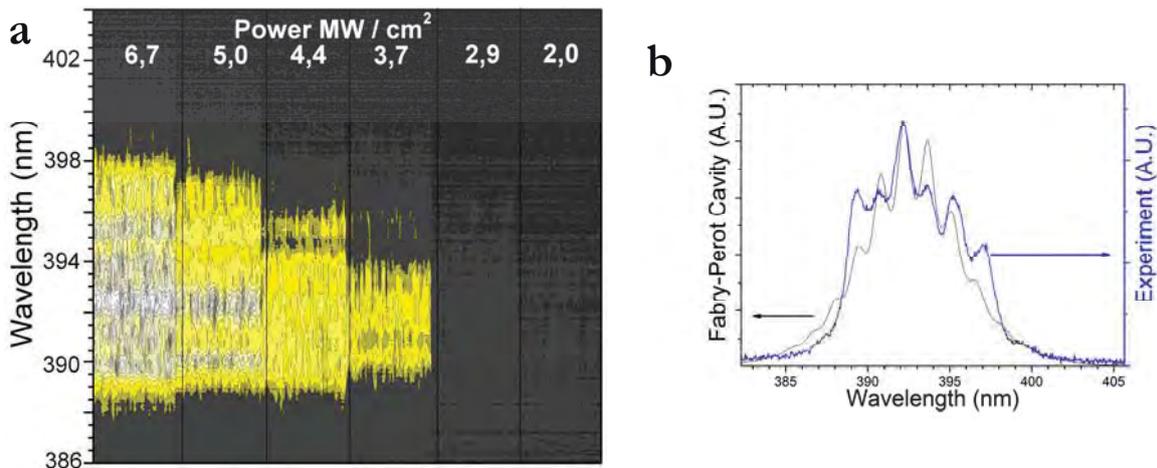


Fig 1: a) 3D contour plot of the ZnO thin film emission (z axis) as a function of the pump power (x axis) and of the wavelength (y axis). b) Summation of 50 spectra at a given pump power fitted by a Fabry-Pérot model taking into account index dispersion and gain effect.

## References

- <sup>1</sup> D. S. Wiersma, *Nat. Phys.* **4**, 259, (2008).
- <sup>2</sup> H. Cao *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2278, (1999).
- <sup>3</sup> P.-H. Dupont *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 261109, (2010).

## RENFORCER LA SECURITE DU CHIFFREMENT EN COUPLANT CRYPTOGRAPHIE QUANTIQUE ET CRYPTOGRAPHIE CLASSIQUE

Thierry Debuisschert<sup>1\*</sup>, Simon Fossier<sup>1</sup>, Rosa Tualle-Brouri<sup>2</sup>, Philippe Grangier<sup>2</sup>, Eleni Diamanti<sup>3</sup>, Anthony Leverrier<sup>4</sup>, Romain Alléaume<sup>3</sup>, Philippe Pache<sup>5</sup>, Philippe Painchault<sup>5</sup>, Paul Jouguet<sup>3-6</sup>, Sébastien Kunz-Jacques<sup>6</sup>

<sup>1</sup>Thales Research & Technology France, 1 av. Augustin Fresnel, Campus Polytechnique, 91767 Palaiseau Cedex, France

<sup>2</sup>Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique - CNRS - Univ. Paris-Sud 11, 2 av. Augustin Fresnel, Campus Polytechnique, 91127 Palaiseau Cedex, France

<sup>3</sup>Institut Télécom - Télécom ParisTech & CNRS - LTCI, 23 avenue d'Italie - 75013 Paris, France

<sup>4</sup>actuellement : ICFO-Institut de Ciencès Fotòniques, F-08860 Castelldefels (Barcelona), Espagne

<sup>5</sup>Thales Communications S.A., 160 boulevard de Valmy, BP 82, 92704 Colombes Cedex

<sup>6</sup>SeQureNet SARL, 23 avenue d'Italie - 75013 Paris, France

\*thierry.debuisschert@thalesgroup.com

### RÉSUMÉ

Nous avons développé un prototype de cryptographie quantique utilisant des variables continues et produisant des clés à un taux de plus de 1 kbit/sec à 25 km. Il est interfacé avec un chiffreur Thales Mistral Gbit permettant le chiffrement symétrique de données au Gbit/sec. La sécurité globale est augmentée en utilisant les clés secrètes pour renouveler rapidement les clés de session des algorithmes de chiffrement symétrique. L'ensemble du dispositif a été installé entre deux unités Thales situées à Palaiseau et Massy. Il a fonctionné pendant six mois en produisant des clés secrètes avec un taux de 600 bit/sec et en permettant le renouvellement des clés de session toutes les 10 secondes.

**MOTS-CLEFS :** *cryptographie quantique, cryptographie symétrique, fibre optique*

### 1. INTRODUCTION

L'objectif du projet SEQURE est de démontrer le renforcement de la sécurité des chiffreurs haut débit comme le Mistral Gbit de Thales Communications par l'utilisation de clés de session produites par cryptographie quantique. Le gain de sécurité global découle de la sécurité inconditionnelle des clés de session produites par la cryptographie quantique et par le renouvellement rapide de ces clés. Nous avons tout d'abord développé les différentes sous-parties du démonstrateur : cryptographie quantique par variable continue [1], protocoles de communication classique, adaptation des Mistral. Le prototype de cryptographie quantique a ensuite été adapté afin de le rendre compatible avec le dispositif de chiffrement symétrique. Un travail important a été effectué au niveau de l'interface entre les deux systèmes.

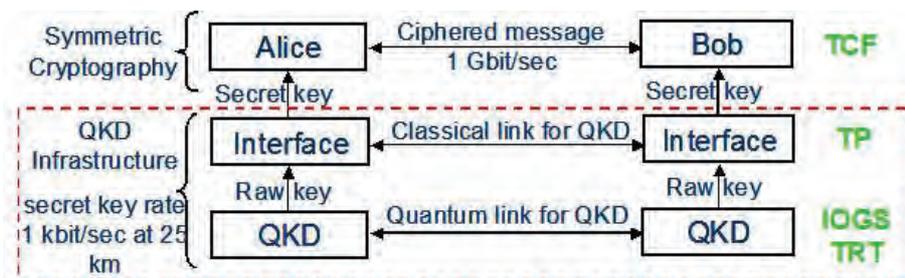


Fig. 1 : Schéma de principe du prototype

## 2. DEPLOIEMENT DU PROTOTYPE

France Telecom a mis à notre disposition deux fibres noires reliant deux sites Thales (TRT et TRS-Massy) pour monter notre démonstration sur le terrain. Les pertes de chacune des fibres sont de 5.7 dB, ce qui est proche des pertes maximales que peut tolérer le dispositif. Le déploiement du démonstrateur sur le terrain a été effectué en juin 2010. L'émetteur (Alice) se trouve à TRS Massy. Et le récepteur (Bob) à TRT Palaiseau. Les prototypes sont installés dans les salles serveur de chacun des centres afin d'avoir accès aux fibres optiques. La liaison quantique utilise une des deux fibres disponibles. La liaison classique utilise la seconde.

Le démarrage du démonstrateur a été effectué fin juin 2010. L'expérience a duré jusqu'en janvier 2011. Le taux de clé secrète moyen enregistré sur plusieurs mois est de 600 bit/sec. Le renouvellement des clés de session des Mistral a été effectué avec une période de 10 s. Le dispositif a fonctionné de façon stable et sur une durée de 6 mois dans des conditions d'environnement bruyantes (salle serveur). Aucun réglage spécifique au module optique n'a dû être effectué durant cette période.

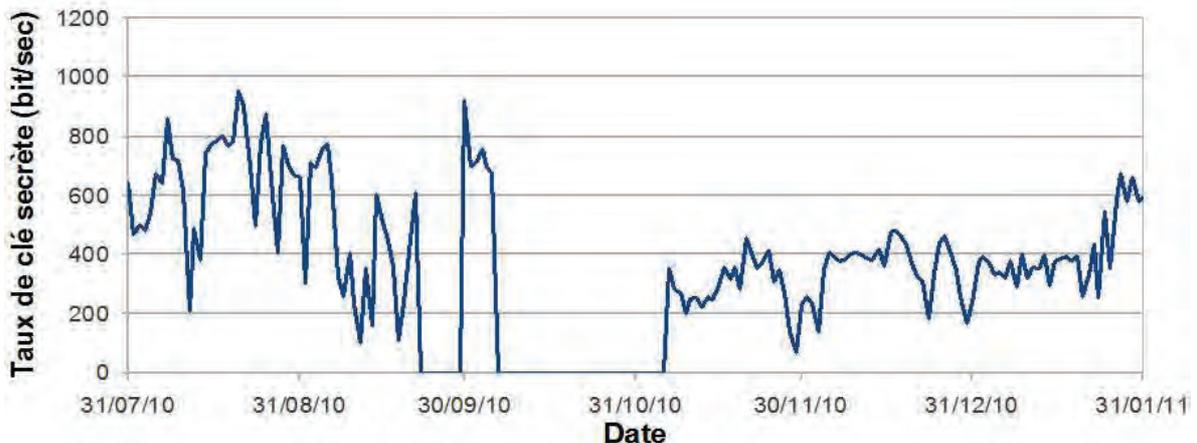


Fig. 2 : Taux de clé secrète enregistré pendant toute la durée de l'expérience. Un taux moyen de clé secrète de 600 bit/sec a été obtenu. L'absence de clé entre le 23 et le 29 septembre correspond à la réparation d'une panne matérielle. L'absence de clé en octobre correspond à un arrêt de l'expérience rendue nécessaire par un déplacement du prototype. Pendant les mois de novembre à janvier, le taux moyen de clé a été de 400 bit/sec avec une remontée à 600 bit/sec fin janvier.

## CONCLUSION

Le projet SEQURE a montré que les dispositifs de cryptographie quantique peuvent fonctionner de manière stable, hors laboratoire, dans les conditions d'environnement de salles serveur. Ils peuvent être couplés à des dispositifs de chiffrement commerciaux comme les Mistral Gbit. La sécurité de l'ensemble du dispositif est renforcée par la sécurité inconditionnelle des clés de session produites par la cryptographie quantique ainsi que par le renouvellement rapide de celles-ci. Le taux de clé secrète peut être augmenté en améliorant les logiciels de traitement de données utilisés pour fabriquer celles-ci. La distance de sécurité de la liaison peut être augmentée en utilisant de nouveaux protocoles basés sur une modulation non gaussienne des variables [2].

Ce projet a été financé en partie par le contrat ANR SEQURE (ANR-07-SESU-011)

## REFERENCES

- [1] S Fossier, E Diamanti, T Debuisschert, A Villing, R Tualle-Brouri and P Grangier "Field test of a continuous-variable quantum keydistribution prototype", *New J. Phys.* **11**, 045023 (2009)
- [2] A. Leverrier and P. Grangier, "Continuous-variable quantum-key-distribution protocols with a non-Gaussian modulation", *Phys. Rev. A* **83**, 042312 (2011)

## MISE EN ÉVIDENCE DE L'AMPLIFICATION PARAMÉTRIQUE PAR MÉLANGE À QUATRE ONDES DANS UNE FIBRE À CŒUR LIQUIDE

Philippe Delaye, Minh Châu Phan Huy, Sylvie Lebrun

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Univ. Paris-Sud, Campus Polytechnique, RD128, 91127 Palaiseau Cedex France

philippe.delaye@institutoptique.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons la première mise en évidence d'un phénomène d'amplification paramétrique par mélange à quatre ondes dans une fibre à cristal photonique remplie de liquide. Cette expérience ouvre la voie à la réalisation d'amplificateurs à haute performance et à la réalisation de sources de paires de photons corrélés de grande qualité quantique.

**MOTS-CLEFS :** *Optique nonlinéaire, fibre à cristal photonique, amplification paramétrique, source de paires de photons corrélés*

### 1. INTRODUCTION

La génération paramétrique par mélange à quatre ondes est un mécanisme nonlinéaire permettant de générer deux faisceaux signal et complémentaire à des fréquences situées de part et d'autre de la fréquence de pompe et contrôlées par la condition d'accord de phase. Cet effet présent dans les milieux isotropes tels que les fibres silice donne lieu à de nombreuses applications telles que des amplificateurs large bande, des convertisseurs de longueur d'onde pouvant aller dans la zone bleu-vert du spectre ou des générateurs de paires de photons corrélés [1], ouvrant la voie à des dispositifs de communication quantique tout fibrés. Pour cette dernière application, les premières démonstrations ont montré une forte diminution de la qualité quantique des paires de photons créées, causée par la génération d'un quasi-continuum de photons non corrélés par diffusion Raman. L'utilisation de liquides caractérisés par des raies Raman fortement décalées et surtout très fines spectralement pourrait permettre de résoudre ce problème, à condition de pouvoir conserver une propagation guidée monomode qui est le principal avantage de la fibre optique. Pour cela on peut utiliser une fibre à cristal photonique à cœur creux qui sera remplie avec le liquide nonlinéaire choisi. Cette architecture a déjà été utilisée avec succès pour réaliser un convertisseur Raman en utilisant des fibres remplies d'éthanol [2, 3] ou de l'automodulation de phase [4]. Nous allons présenter ici les résultats préliminaires concernant la première réalisation d'un amplificateur paramétrique utilisant cette même architecture.

### 2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Dans le mécanisme de génération paramétrique par mélange à quatre ondes, la pompe interagit avec le milieu nonlinéaire de manière à ce que deux photons de pompe soient combinés pour générer deux photons signal et complémentaire de plus forte et plus faible énergies respectivement (Fig. 1A) selon le principe de conservation de l'énergie. La longueur d'onde des photons émis est contrôlée par la condition d'accord de phase (Fig. 1B), qui peut être respectée en se propageant aux alentours du zéro de dispersion dans le cas d'une propagation guidée. En utilisant une fibre à bande interdite photonique qui possède une bande de propagation contenant un zéro de dispersion (Fig. 1C) [4], on peut aisément respecter cette condition et même la contrôler par le choix de la structure de la fibre et par le choix des matériaux constituant et remplissant la fibre. Par ailleurs, la bande de transmission limitée peut permettre d'éliminer le mécanisme de diffusion Raman qui entre en compétition avec la génération paramétrique en plaçant la raie Stokes Raman en dehors de la bande de transmission empêchant ainsi son émission [3].

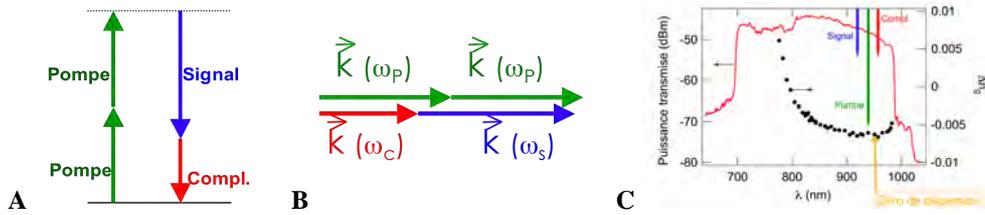


Fig. 1 : (A) Diagramme d'énergie du mécanisme de génération paramétrique par mélange à quatre ondes. (B) Conservation de la quantité de mouvement régissant la condition d'accord de phase et le spectre de gain d'amplification paramétrique. (C) Courbe de transmission et de variation d'indice de groupe de la fibre remplie d'acétone-d6.

### 3. MONTAGE EXPÉRIMENTAL ET RÉSULTATS

Pour cette expérience, nous avons utilisé une fibre à cristal photonique (Fibre HC-1550-02 de NKT Photonics) remplie d'acétone deutérée [4]. Cette fibre possède une bande de transmission couvrant toute la gamme d'émission du laser Ti:Saphir picoseconde ( $\tau_L \approx 0.8\text{ps}$ ) que nous avons utilisé comme pompe. La courbe de dispersion mesurée de cette fibre (Fig. 1C) [4], nous permet de calculer la courbe d'accord de phase (Fig. 2A) et de gain d'amplification lorsque la pompe se propage autour du zéro de dispersion de la fibre vers 945nm. Pour réaliser l'expérience une partie de l'impulsion de pompe est envoyée dans une fibre à cristal photonique nonlinéaire à cœur de silice (Fibre XLIM) dans laquelle elle subit un élargissement spectral. Ce faisceau élargi spectralement vers les hautes longueurs d'onde (Fig. 2B courbe bleue) constitue le faisceau sonde qui, une fois superposé spatialement et temporellement avec le reste de la pompe, sera amplifié par mélange à quatre ondes dans la fibre à cœur liquide (Fig. 2B courbe rouge) avec création simultanée de photons signal vers les courtes longueurs d'onde.

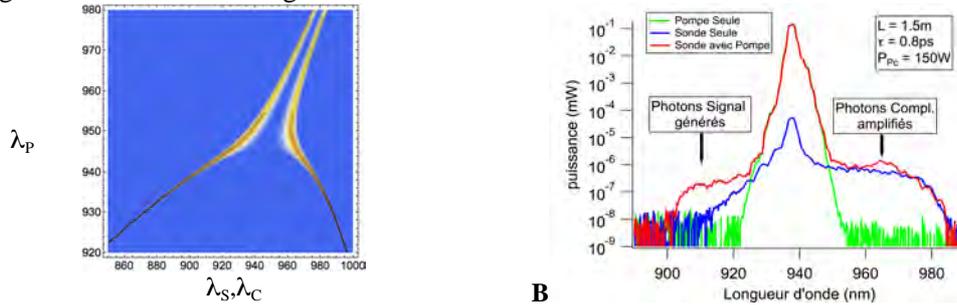


Fig. 2 : (A) Diagramme d'accord de phase calculé à partir de la courbe de dispersion d'indice de groupe mesuré (Fig. 1C). (B) Spectres mesurés en sortie de la fibre à cristal photonique à cœur liquide montrant l'amplification paramétrique des photons complémentaires et la génération simultanée des photons signal.

### 4. CONCLUSION

Nous avons mis en évidence pour la première fois, l'amplification paramétrique dans une fibre à cristal photonique remplie de liquide. Cette expérience ouvre la voie à la génération de paires de photons corrélées non polluées par la présence de photons Raman qui s'avèrent gênants dans les fibres à cœur de silice.

### 5. REMERCIEMENT

Ce travail est réalisé dans le cadre du projet CNano Ile de France GENEPHY. Nous remercions Philippe Roy de XLIM pour le prêt de la fibre à cristal photonique nonlinéaire.

### RÉFÉRENCES

[1] L.J. Wang, C.K. Hong, S.R. Friberg. J. Opt. B: Quantum Semiclass. **3**, 346 (2001).  
 [2] S. Yiou, P. Delaye, A. Rouvie, J. Chinaud, R. Frey, G. Roosen, P. Viale, S. Février, P. Roy, J.L. Auguste, J.M. Blondy. Opt. Express **13**, 4786 (2005).  
 [3] S. Lebrun, Ph. Delaye, R. Frey, G. Roosen. Opt. Lett. **32**, 337 (2007).  
 [4] M.C. Phan Huy, A. Baron, S. Lebrun, R. Frey, Ph. Delaye. J. Opt. Soc. Am. B **27**, 1886 (2010).

# UNE SOURCE LASER PUISSANTE POUR PIÉGER LES ATOMES DE LITHIUM

Ulrich Eismann<sup>1</sup>, Fabrice Gerbier<sup>1</sup>, Gérard Tréneç<sup>2</sup>, Jacques Vigué<sup>2</sup>, Frédéric Chevy<sup>1</sup>,  
Christophe Salomon<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Kastler Brossel, ENS, UPMC, CNRS UMR 8552, 24 rue Lhomond, 75231 Paris, France

<sup>2</sup> LCAR, Université de Toulouse, Université Paul Sabatier, CNRS UMR 5589, 31062 Toulouse, France

eismann@ens.fr

## RÉSUMÉ

Nous présentons une source laser d'une faible largeur spectrale, accordable à 671 nm, basée sur un laser Nd:YVO<sub>4</sub> cw monomode, doublé en fréquence dans une cavité externe. Nous obtenons 670 mW de puissance de sortie, ce qui dépasse toutes les sources courantes en termes de puissance et de facilité d'usage.

**MOTS-CLEFS :** *Refroidissement d'atomes par laser ; Lithium ; Lasers à état solide pompé par diode ; Doublage de fréquence.*

## 1. INTRODUCTION

L'atome de lithium est d'une grande importance dans les expériences sur les gaz quantiques. Il est le représentant le plus léger du groupe des alcalins, tout en étant un atome facile à refroidir et à manipuler. La possibilité de créer un grand déséquilibre de masses en mélangeant l'atome avec d'autres espèces devrait permettre la réalisation de nouvelles phases quantiques [1]. L'abondance significative d'un isotope fermionique (<sup>6</sup>Li) et d'un isotope bosonique (<sup>7</sup>Li) permet l'observation des deux types de statistiques quantiques. Les interactions atomiques sont ajustables sur une grande plage de valeurs en utilisant les résonances de Feshbach larges [2]. La faiblesse de masse engendre une séparation spatiale importante des paquets d'onde offrant des possibilités pour l'interférométrie atomique [3].

Les sources lasers actuellement disponibles à proximité des raies D du lithium sont les lasers à diodes (amplifiées) et les lasers à colorant, tous deux ayant certains désavantages. Notre source est basée sur un laser à onde continue monomode Nd:YVO<sub>4</sub> en anneau, opérant sur la transition  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ . Ce laser, émettant dans l'infrarouge, est doublé en fréquence dans une cavité externe utilisant un cristal non-linéaire de phosphate de potassium-titanyl périodiquement polarisé (ppKTP).

## 2. LASER ND:YVO<sub>4</sub>

La figure 1a) donne une vue schématique du laser infrarouge. Le pompage optique du cristal Nd:YVO<sub>4</sub> dopé à 0.2 at.% (dimensions  $3 \times 3 \times 10 \text{ mm}^3$ ) est effectué par un assemblage de diodes laser couplées dans une fibre, émettant jusqu'à 40 W de puissance à une longueur d'onde d'environ 808 nm. L'unidirectionnalité est forcée en combinant un cristal à effet Faraday de grenat de terbium-gallium (TGG) dans un ensemble d'aimants fait par nos collaborateurs à Toulouse et une lame demi-onde d'ordre zéro, l'élément polarisant étant le cristal laser. La sélection d'un mode longitudinal est forcée par une combinaison de deux étalons Fabry-Pérot d'une épaisseur de 0,5 mm et de 4 mm. La puissance de sortie est de 1.3 W au plus, voir figure 1b).

## 3. GÉNÉRATION DE DEUXIÈME HARMONIQUE

Le doublage de fréquence est effectué dans une cavité externe, utilisant le ppKTP comme milieu non-linéaire. L'insertion du cristal (dimensions :  $6 \times 1 \times 19,2 \text{ mm}^3$ ) augmente les pertes passives d'un tour de la cavité d'environ 1%. Nous déterminons un coefficient non-linéaire effectif de  $d_{\text{eff}} = 9,2 \text{ pm.V}^{-1}$  pour l'échantillon ppKTP utilisé en mesurant en simple passage. L'efficacité maximale de la conversion infrarouge-rouge est de 86%. La puissance maximale de sortie est de 670 mW, en ce moment limitée par des effets dépendants de l'intensité de la lumière dans le cristal de doublage. La cavité est verrouillée par rapport à la fréquence du laser.

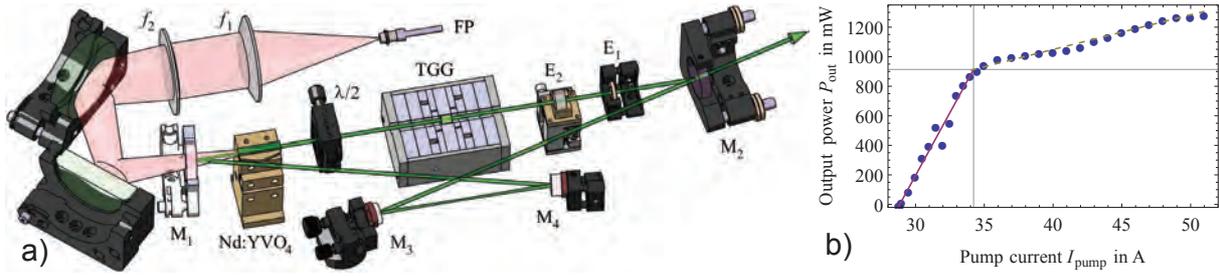


FIGURE 1 : a) Vue schématique du laser infrarouge. Le cristal Nd :YVO<sub>4</sub> est pompé par une source fibrée (FP) refocalisée par deux lentilles ( $f_1, f_2$ ). La cavité est formée de quatre miroirs  $M_{1-4}$ ,  $M_2$  étant le coupleur de sortie. Le TGG et la lame demi-onde rendent le laser unidirectionnel et les deux étalons  $E_{1,2}$  forcent l'opération monomode longitudinale. b) Puissance de sortie en fonction du courant de pompe.

#### 4. CARACTÉRISATION

Nous avons mesuré le bruit d'intensité relatif (RIN) atteint le niveau du bruit de grenaille à des fréquences au dessus de 300 kHz (figure 1c). La fréquence de sortie est stabilisée par rapport aux raies D du lithium avec un désaccord variable. La largeur spectrale du laser a été mesurée en prenant des images d'absorption d'un nuage ultra-froid de <sup>7</sup>Li dans le régime Paschen-Back (figure 1c). L'excellente qualité spatiale du mode a été confirmée en couplant >83% de la puissance dans une fibre optique monomode. Nous sommes en train d'insérer la source dans notre expérience de gaz quantiques [4]. Les résultats de notre travail ont été publiés dans [5].

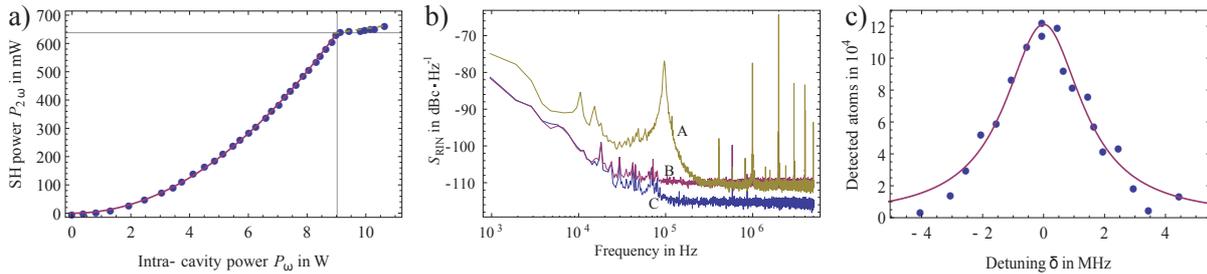


FIGURE 2 : a) Puissance de sortie de la cavité de doublage. A partir d'une puissance du rouge de  $P_{2\omega} = 640$  mW on observe des effets perturbants liés à l'intensité infrarouge dans le cristal ppKTP. b) Spectre de bruit d'intensité relatif à 671 nm (A), d'une source non-cohérente (B) et bruit de fond (C). c) Absorption d'un échantillon d'atomes froids (points) et fit Lorentzien (ligne), donnant une largeur de 6.1(4) MHz (largeur naturelle de la transition : 5.9 MHz).

#### RÉFÉRENCES

- [1] D. S. Petrov, G. E. Astrakharchik, D. J. Papoular, C. Salomon, and G. V. Shlyapnikov, "Crystalline phase of strongly interacting fermi mixtures," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, no. 13, p. 130407, Sep 2007.
- [2] C. Chin, R. Grimm, P. Julienne, and E. Tiesinga, "Feshbach resonances in ultracold gases," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 82, no. 2, pp. 1225–1286, Apr 2010.
- [3] A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç, and J. Vigué, "Atom interferometry," *Physica Scripta*, vol. 74, no. 2, p. C15, 2006. [Online]. Available : <http://stacks.iop.org/1402-4896/74/i=2/a=N01>
- [4] S. Nascimbène, N. Navon, K. J. Jiang, L. Tarruell, M. Teichmann, J. McKeever, F. Chevy, and C. Salomon, "Collective oscillations of an imbalanced fermi gas : Axial compression modes and polaron effective mass," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, no. 17, p. 170402, Oct 2009.
- [5] U. Eismann, F. Gerbier, C. Canalias, A. Zukauskas, G. Tréneç, J. Vigué, F. Chevy, and C. Salomon, "An all-solid-state laser source at 671 nm for cold atom experiments with lithium," *ArXiv*, vol. 1103.5841v1.

## DÉFORMATION LASER D'UNE INTERFACE AIR-EAU

Olivier Emile<sup>1</sup>, Janine Emile<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique des Lasers, Université de Rennes 1, F-35042 Rennes Cedex

<sup>2</sup> IPR, UMR 6251, CNRS-Université Rennes 1, F-35042 Rennes cedex

emile@univ-rennes1.fr

### RÉSUMÉ

Nous avons observé la déformation d'une interface air-eau à l'aide d'un laser de faible puissance en réflexion totale. Cette déformation est liée à l'existence d'un décalage longitudinal à l'interface appelé décalage Goos-Hänchen. Un modèle théorique permet de décrire le phénomène en accord avec les résultats expérimentaux.

**MOTS-CLEFS :** *interface air-eau, déformation laser, effet Goos-Hänchen.*

### INTRODUCTION

Depuis les premiers travaux d'Ashkin et de Dziedzic sur la pression de radiation [1], il est bien connu qu'il est difficile de déformer une interface air-eau avec de la lumière, principalement à cause de la tension superficielle élevée de l'eau. Pour remédier à ce problème, on peut, soit utiliser un faisceau laser puissant comme l'ont fait Ashkin et Dziedzic, ou utiliser une interface entre deux liquides de tensions superficielles voisines [2]. Même pour une incidence oblique, la résultante de la force de pression de radiation est verticale. Cependant, en réflexion totale, la réflexion n'est pas spéculaire et il existe un petit décalage longitudinal du faisceau réfléchi, observé pour la première fois par Goos-Hänchen [3]. Ce décalage pourrait alors induire une déformation de l'interface.

### 1. OBSERVATIONS EXPÉRIMENTALES

Considérons un récipient rempli d'eau au fond duquel nous avons placé un miroir plan. La lumière laser est injectée par un tube en verre inclinable fermé par une fenêtre en silice. Le faisceau se réfléchit sur le miroir, arrive sur l'interface eau-air où il subit une réflexion totale, lorsque l'angle d'incidence est supérieur à l'angle critique. Il se réfléchit de nouveau sur le miroir avant d'être couplé vers l'extérieur par une autre fenêtre. Le parallélisme du miroir et de l'interface est vérifié grâce aux réflexions partielles lorsque l'on retire les tubes servant à l'injection. Un écran ou un détecteur permet de relever les caractéristiques du faisceau laser. Nous avons constaté que proche de l'angle critique, le laser est fortement déformé sur l'axe dans le plan d'incidence alors qu'il n'est pas du tout déformé sur l'autre axe. En réflexion partielle ou en réflexion métallique, le faisceau n'est pas déformé. Plus l'on s'éloigne de l'angle critique, plus la déformation est faible. Enfin elle est beaucoup plus importante pour la polarisation TM (laser polarisé dans le plan d'incidence) que pour l'autre polarisation (TE). Ceci laisse penser que la déformation du faisceau laser est corrélée à l'effet Goos-Hänchen [3].

### 2. MODÈLE THÉORIQUE

Considérons un faisceau laser gaussien, totalement réfléchi sur l'interface. Le faisceau subit un décalage longitudinal Goos-Hänchen. La surface de l'eau subit donc une distribution de pression de radiation, dont il résulte en plus de la composante verticale usuelle, une composante horizontale qui change de sens. Il en découle une déformation concave de cette interface. En écrivant que la normale à la surface est parallèle à la pression de radiation, on obtient une relation simple entre le rayon de courbure de l'interface air-eau  $R$  et le décalage Goos-Hänchen  $\delta$  :

$$2 \frac{\delta}{w^2} = \frac{1}{R \tan \theta} \quad (1)$$

$\theta$  est l'angle d'incidence du faisceau laser sur l'interface et  $w$  est la demi largeur à  $1/e^2$  du faisceau laser.

### 3. RÉSULTATS

Le profil d'intensité a été enregistré pour différents angles d'incidence et pour les deux polarisations TE et TM d'un laser  $\lambda=514$  nm d'une puissance de 10 mW. Puis, en utilisant la propagation des faisceaux gaussiens, nous en avons déduit les rayons de courbure de la surface de l'eau. Sur la figure 1a sont tracés la variation de  $1/R \tan \theta$  en fonction de l'angle d'incidence en même temps que le décalage Goos-Hänchen théorique pour les deux polarisations. On remarque que les variations des deux courbes sont très

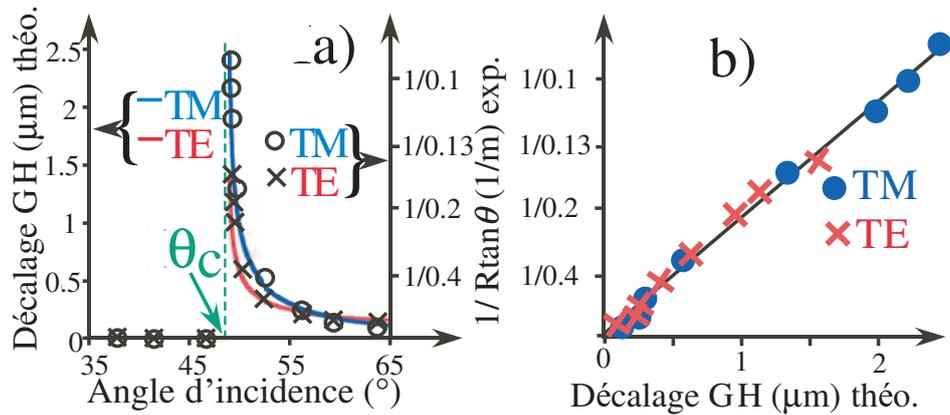


FIGURE 1 : a) Décalage théorique  $\delta$  for TM (bleu) et TE (rouge), et dépendance expérimentale de  $R$  (rond TM, croix TE) en fonction de  $\theta$ . b)  $R$  en fonction de  $\delta$ .

semblables. Sur la figure 1b, nous avons extrait la variation de  $1/R \tan \theta$  en fonction de  $\delta$ . On constate une dépendance linéaire entre les deux quantités. Le coefficient de proportionnalité vaut  $4,6 \cdot 10^6 \text{ m}^{-2}$  et est indépendant de la polarisation. A l'aide de l'équation 1, on en déduit  $w = 0,66$  mm très proche de la valeur expérimentale mesurée  $w = 0,68$  mm.

### CONCLUSION

Nous avons ainsi montré que la déformation d'un faisceau laser en réflexion totale sur une interface air-eau est due au décalage Goos-Hänchen qui induit une déformation de la surface de l'eau. Ces observations ont été complétées par un modèle théorique en accord avec les observations expérimentales. La déformation d'une interface par un faisceau laser peu intense peut avoir des conséquences importantes dans le domaine florissant de l'optofluidique, en particulier pour la manipulation de lentilles reconfigurables. De plus, puisque le faisceau laser est peu intense, il devrait être possible d'entrer plus facilement dans le domaine non-linéaire [4, 5]. Enfin, l'utilisation d'un laser impulsif pourrait permettre d'avoir accès à la viscosité et à la dynamique de l'interface [6].

### RÉFÉRENCES

- [1] A. Ashkin and J. M. Dziedzic, "Radiation pressure on a free liquid surface", *Phys. Rev. Lett.* (1973) **30**, 139.
- [2] A. Casner and J. P. Delville, "Giant deformations of a liquid-liquid interface induced by the optical radiation pressure", *Phys. Rev. Lett.* (2001) **87**, 054503.
- [3] F. Goos and H. Hänchen, "Ein neuer und fundamentaler versuch zur total reflexion", *Ann. Physik.* (1947) **1**, 333.
- [4] O. Emile, T. Galstyan, A. Le Floch, and F. Bretenaker, "Measurement of the non-linear Goos-Hänchen effect for gaussian optical beams", *Phys. Rev. Lett.* (1995) **75**, 1511.
- [5] H. Chraïbi, D. Lasseux, R. Wunenburger, E. Arquis, and J. P. Delville, "Optohydrodynamics of soft fluid interfaces : Optical and viscous nonlinear effects", *Eur. Phys. J. E* (2010) **32**, 43.
- [6] D. Chauvat, C. Bonnet, K. Dunseath, O. Emile, and A. Le Floch, "Timing the total reflection of light", *Phys. Lett. A* (2005) **336**, 271.

## CINETIQUE DE TRADUCTION DE RIBOSOMES INDIVIDUELS PAR MICROSCOPIE DE FLUORESCENCE

**Nicolas Fizman<sup>1</sup>, Antoine Le Gall<sup>1</sup>, David Dulin<sup>1\*</sup>, Hélène Walbott<sup>2</sup>, Dominique Fourmy<sup>2</sup>, Karen Perronet<sup>1</sup>, Satoko Yoshizawa<sup>2</sup>, Nathalie Westbrook<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS et Université Paris Sud 11, Campus Polytechnique, 2 avenue Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex, France*

<sup>2</sup> *Centre de Génétique Moléculaire, CNRS, 1 Av. de la Terrasse, 91198 Gif-sur-Yvette Cedex, France*

nathalie.westbrook@institutoptique.fr

### 1. INTRODUCTION

Les ribosomes sont des moteurs moléculaires qui se déplacent le long des ARN messagers pour lire le code génétique et synthétiser les protéines. La dynamique de ce processus de traduction est encore mal connue, notamment la façon dont le ribosome se déplace le long de l'ARN messager. Certains processus rares, comme le glissement de la phase de lecture en lien avec la présence de structures secondaires sur l'ARNm, peuvent avoir des conséquences très importantes, permettant par exemple la réplication de virus. Pouvoir observer la position de ribosomes individuels pendant le processus de traduction est donc un enjeu important. Dans nos expériences, nous développons plusieurs méthodes de marquage fluorescent pour pouvoir observer de façon efficace des ribosomes individuels se déplaçant le long d'un ARNm. Nous avons pu marquer de façon spécifique des ribosomes avec des nanocristaux semiconducteurs (quantum dot ou QD) et montré que leur activité de traduction était préservée. Nous marquons également l'ARNm en différents sites le long de la séquence codante, le départ du marqueur étant alors un signe du passage du ribosome à cet endroit.

### 2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET RESULTATS

Notre montage expérimental est basé sur la microscopie de fluorescence en réflexion totale, et les complexes ARNm-ribosome sont donc fixés sur la lamelle de microscope afin d'être éclairés par l'onde évanescente. La chimie de surface utilisée pour cette accroche doit être très bien contrôlée pour ne pas noyer la fluorescence des marqueurs effectivement fixés au système en mouvement dans un bruit de fond dû à des marqueurs collés de façon non spécifique à la surface. Nous utilisons des surfaces couvertes de PEG sur lesquelles les ARNm sont fixés par l'intermédiaire de liaisons biotine-streptavidine. Les ribosomes sont modifiés pour comporter une protéine GST sur laquelle on fixe un anticorps anti-GST marqué avec un QD. Ils sont initialement immobilisés sur l'ARNm puis suite à l'injection d'un système de traduction in-vitro contenant les facteurs de terminaison, ils peuvent traduire la protéine et se détacher de l'ARN messager lorsqu'ils atteignent le codon stop. Leur dissociation se traduit par une disparition du signal de fluorescence du QD puisqu'il diffuse hors de l'onde évanescente. Nous avons ainsi pu observer la distribution des durées totales de traduction pour une population de ribosomes individuels. Un contrôle a été effectué en bloquant les ribosomes à l'aide d'un antibiotique. Par ailleurs nous avons également marqué l'ARNm en hybridant en différentes positions des oligonucléotides marqués avec des marqueurs fluorescents organiques de type ATTO. Lorsque le ribosome atteint ces brins hybridés, il est capable de les décrocher pour pouvoir poursuivre la traduction : là encore, le passage du ribosome se traduit par le départ du fluorophore ATTO. En utilisant des marqueurs de différentes couleurs, on peut espérer poser plusieurs jalons le long de la trajectoire du ribosome, et ainsi avoir une information cinétique plus détaillée. Cette technique présente aussi l'avantage de pouvoir s'appliquer à des ribosomes non modifiés.

## LASER ORGANIQUE ACCORDABLE DANS L'ULTRAVIOLET

Sébastien Forget, Hadi Rabbani-Haghighi, Nordine Diffalah, Alain Siove, Sébastien Chenais

Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13/CNRS

Sebastien.forget@univ-paris13.fr

### RÉSUMÉ

L'intérêt majeur des lasers organiques solides tient en leur faible coût, leur simplicité de fabrication et à leur capacité à couvrir tout le spectre visible. Néanmoins, les molécules organiques émettent très mal dans l'ultraviolet et se dégradent très rapidement à ces longueurs d'onde. Nous démontrons ici un dispositif organique accordable dans l'ultraviolet profond, produisant la plus basse longueur d'onde répertoriée pour un laser organique solide (309 nm). L'architecture utilisée est une déclinaison du VECSOL (Vertical External Cavity Surface-emitting Organic Laser) auquel a été ajouté un doublement de fréquence intracavité. La source laser proposée est compacte (longueur < 1 cm) et a des applications potentielles dans le domaine de la spectroscopie.

**MOTS-CLEFS :** *laser UV, laser organique, doublement de fréquence*

### 1. INTRODUCTION

Les sources lasers accordables dans l'UV (200-400 nm) représentent un intérêt majeur pour de nombreuses applications (spectroscopie atmosphérique, d'ionisation, de fluorescence, détection de gaz et de polluants, diagnostics de combustion, photobiologie...).

Pour la plupart de ces applications, des systèmes laser portables et peu coûteux sont particulièrement recherchés : les lasers organiques répondent bien mieux à ce cahier des charges que leurs concurrents (conversion non linéaire depuis un laser solide IR ou visible, cristaux dopés Cerium pompé par le 5<sup>ème</sup> harmonique du laser Nd...). En particulier, les lasers organiques solides réalisés sous forme de couches minces combinent les avantages du coût, de la facilité de mise en œuvre, de la compacité et de l'accordabilité. Par contre, leur domaine d'émission est limité au spectre visible (jusqu'à présent, la plus basse longueur d'onde rapportée était de 361 nm [1]), car le rendement de fluorescence des molécules pi-conjuguées chute aux basses longueurs d'onde. De plus, la production de rayonnement dans la gamme bleue du spectre nécessite un pompage par un laser UV, qui provoque une très rapide photodégradation des molécules organiques.

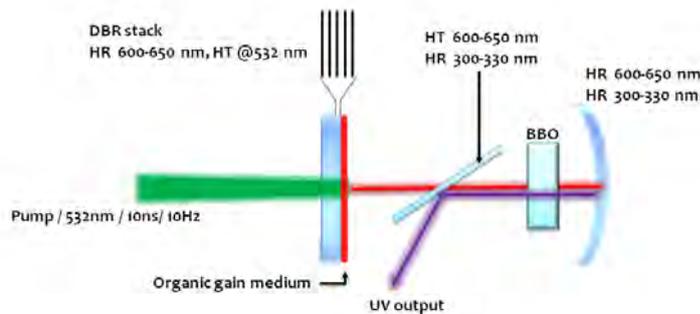


Fig. 1 : schéma du dispositif

## 2. RESULTATS

Nous proposons ici un système permettant d'étendre le domaine de fonctionnement des lasers organiques solides dans l'ultraviolet, tout en conservant leurs propriétés intrinsèques mentionnées plus haut et sans détériorer leur durée de vie. Pour cela, nous sommes partis d'une architecture de laser organique en cavité externe précédemment démontrée dans notre équipe [2] : cette structure, dite VEC SOL (Vertical External cavity Surface-emitting Organic Laser), permet de réaliser un laser en couche mince organique très efficace (plus de 50 % de rendement), avec une qualité de faisceau quasi-parfaite (au contraire des lasers à cavité DBR qui constituent la structure standard des dispositifs organiques) et une cavité « ouverte » qui autorise l'insertion d'éléments intracavité. Tous ces arguments plaident pour la mise en place d'un processus de doublement de fréquence efficace : un cristal de BBO inséré dans la cavité et une lame dichroïque permettent d'obtenir un rayonnement autour de 315 nm à partir d'un laser formé de molécules de Rhodamine 640 dispersées dans du PMMA émettant autour de 630 nm. La disposition de la lame dichroïque permet d'éviter que les photons UV ne viennent être absorbés par la couche organique : en conséquence, on démontre que la durée de vie du système est comparable à celle du laser rouge. Une énergie d'environ 1  $\mu$ J de rayonnement UV est ainsi produite, avec une accordabilité continue sur 13 nm obtenue en tirant parti de l'effet de Fabry-Perot intracavité dû à la couche mince de matériau organique et en contrôlant l'accord de phase [3].

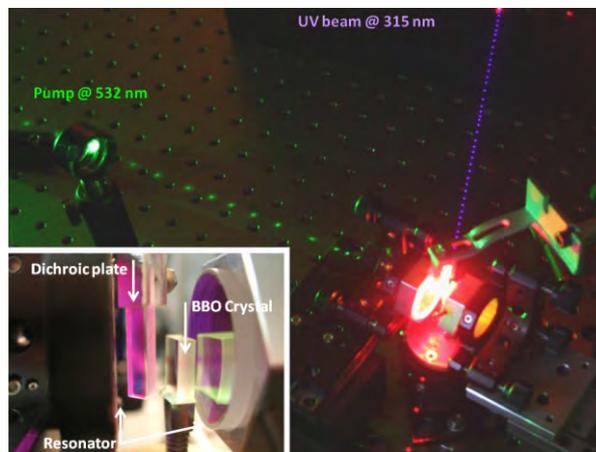


Fig. 2 : photographie du montage (insert : gros plan de la cavité)

## RÉFÉRENCES

- [1] T. Spehr, A. Siebert, T. Fuhrmann-Lieker, J. Salbeck, T. Rabe, T. Riedl, H. H. Johannes, W. Kowalsky, J. Wang, T. Weimann, and P. Hinze, *Applied Physics Letters* 87, 161103 (2005).
- [2] H. Rabbani-Haghighi, S. Forget, S. Chénais, A. Siove  
 “Highly-efficient, diffraction-limited laser emission from a Vertical External Cavity Surface-emitting Organic Laser” *Optics Letters* Vol. 35, Iss. 12, pp. 1968–1970 (2010)
- [3] S. Forget, H. Rabbani-Haghighi, N. Diffalah, S. Chénais, A. Siove  
 “Tunable Ultraviolet Vertically-emitting Organic Laser” *Applied Physics Letters* 98, 131102 (2011)

**LASER A SEMICONDUCTEUR A CAVITE-EXTERNE COMPACTE  
MONOFREQUENCE A BAS BRUIT DE FORTE PUISSANCE ACCORDABLE POUR  
APPLICATIONS PHOTONIQUES**

**A. Laurain<sup>1</sup>, M. Myara<sup>1</sup>, J.-P. Perez<sup>1</sup>, L. Cerutti<sup>1</sup>, A. Michon<sup>2</sup>, G . Beaudoin<sup>2</sup>, I. Sagnes<sup>2</sup>, P. Cermak<sup>3</sup>, D. Romanini<sup>3</sup> and A. Garnache<sup>1,\*</sup>**

<sup>1</sup> *Institut d'Electronique du Sud, CNRS UMR5214, Université Montpellier 2, France*

<sup>2</sup> *Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS UPR20, 91460 Marcoussis, France*

<sup>3</sup> *Laboratoire de Spectrométrie Physique, CNRS UMR5588, 38402 St Martin d'Hères, France*

\*agarnache@univ-montp2.fr

**RÉSUMÉ**

Nous présentons le fonctionnement à forte puissance à haut rendement et bas bruit d'un VCSEL à cavité externe monofréquence compacte. Une haute qualité de faisceau à la limite de diffraction et une large accordabilité sont obtenues. Les lasers fonctionnent en cw à 300K à une longueur d'onde de 1µm et 2.3µm, basés sur les technologies GaAs et Sb. Le bruit d'intensité et de fréquence sont étudiés. Les paramètres clefs limitant la puissance laser et la cohérence sont étudiés. Ce design/propriétés peuvent être étendus à d'autres longueurs d'onde.

***MOTS-CLEFS :** VCSEL, External-cavity, Single frequency, High power, low noise.*

**1. INTRODUCTION**

La technologie laser est en plein essor et trouve des applications dans des domaines tels que la spectroscopie à haute résolution, les télécoms, la métrologie, ou des sources de haute cohérence accordable sont nécessaires. Les lasers solides de forte puissance monofréquences accordables sont basés sur un filtrage intracavité. Un design plus compacte peut être obtenu en exploitant un VCSEL à cavité étendue dans l'air (VECSEL). Ce type de source offre un fonctionnement à forte puissance<sup>1</sup> en cw à 300K avec un faisceau de faible divergence circulaire. Les composants VECSELS possèdent de nombreux avantages comparés aux lasers solides et aux lasers à semiconducteur monolithiques, tels que une haute qualité de faisceau à la limite de diffraction, une largeur de raie étroite, une large accordabilité continue, une polarisation stable.

Nous présenterons les résultats obtenus avec de telles géométries lasers à base de GaAs et GaSb, émettant dans la gamme 0.9-1.1µm et 2-2.7µm, fenêtre d'intérêt pour l'analyse de gaz (CH<sub>4</sub>, NH<sub>3</sub>, CO, HF and H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>...).

**2. VECSEL DESIGN**

Les structures ½-VCSEL sont composées d'un miroir de Bragg à haute réflectivité, typiquement 6 QWs et un anti-reflet SiN<sup>1,2</sup>. Les structures GaAs sont épitaxiées par MOCVD, et par MBE pour celles sur GaSb, et caractérisées. Pour un fonctionnement à forte puissance, les structures sont réalisées en inverse et reportées sur SiC ou Au à forte conductivité thermique, et le substrat est retiré par attaque chimique sélective. Les composants lasers sont formés par le 1/2-VCSEL, un gap d'air de 0.1-15mm pour stabiliser un mode longitudinal unique, et un miroir diélectrique du commerce (1% de transmission). Des diodes commerciales de 8W de puissance ou de 200mW monomode émettant à 800nm sont utilisées comme pompage. Tous les composants sont collés dans un prototype compacte (Fig.1).

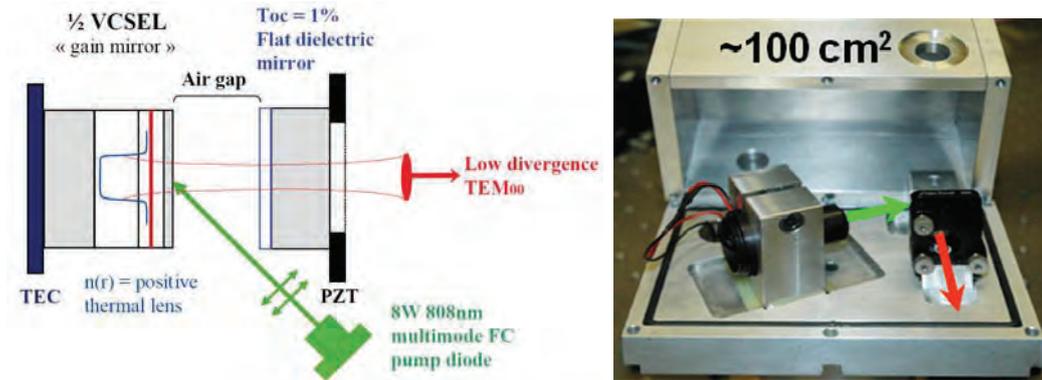


Fig. 1 : High power VECSEL device principle (stabilized by thermal lens, L=5mm) and lab prototype.

### 3. PROPRIETES PHYSIQUES DU VECSEL

Ces sources à bas bruit fonctionnent en régime monomode transverse et longitudinal à 290K en continue, jusqu'à >2W de puissance de sortie avec gestion de la thermique sur SiC (limitée par la puissance de pompe) à 1 $\mu$ m, et >7mW à 2.3 $\mu$ m sans gestion de la thermique (Fig.2). La cavité optique externe force la stabilisation d'un faisceau TEM<sub>00</sub> à la limite de diffraction (fluctuations rms de phase  $\sim \lambda/100$ ) (Fig.3), et un fonctionnement monofréquence (SMSR=60dB) sans filtre spectrale intracavité. L'émission des VECSELS est polarisée linéairement grâce au dichroïsme de gain des puits quantiques suivant l'axe cristallographique [110]. Une large accordabilité spectrale sans saut de mode >500GHz<sup>2</sup> est obtenue en translatant le miroir de la cavité courte avec un PZT (Fig.4).

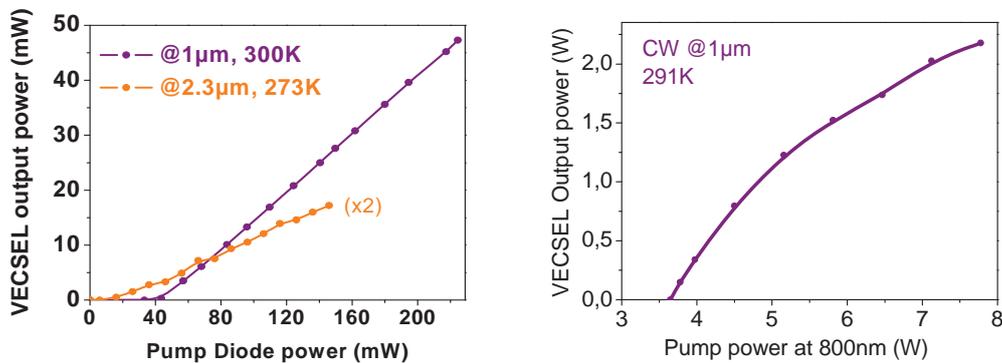


Fig. 2 : Single frequency VECSEL: Continuous wave output power with (left) and without (right) thermal management.

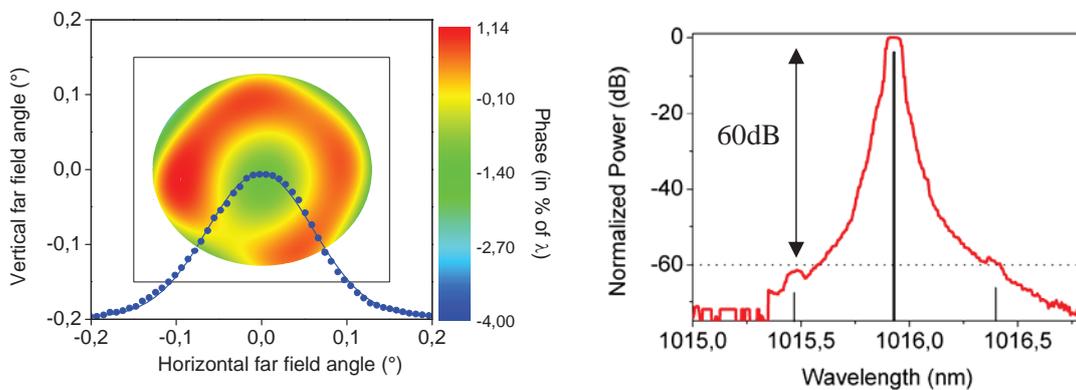


Fig. 3 : TEM<sub>00</sub> circular beam profile (left): far field phase/intensity map. Single frequency Spectrum (right)

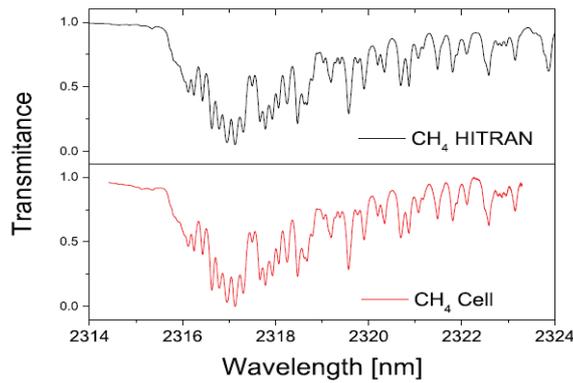


Fig. 4 : 500GHz Continuous frequency tunability

Ces lasers non asservis ont été étudiés en terme de Relative Intensity Noise (RIN) et largeur de raie (bruit de fréquence) démontrant une onde lumineuse de haute cohérence. Grâce à cette approche de cavité externe à fort facteur de Qualité, la dynamique se trouve dans un régime sans oscillation de relaxation, avec une fréquence de coupure basse du laser de 40MHz. La puissance optique émise est ultra-stable - comparé aux lasers à l'état solide conventionnelles - démontrant des fluctuations d'intensité rms <0.1% (Fig.5) dans la plage de fréquence 10Hz-40MHz, et atteint la limite de shot noise au dessus de 40MHz

Nous avons réalisés des mesures de bruit de fréquence avec un interféromètre Fabry-Pérot. En dessous de 1kHz, le bruit de fréquence est limitée par des contributions thermiques/mécaniques et du bruit 1/f. La densité spectrale de bruit de fréquence s'approche de la limite fondamentale de bruit quantique sub-Hz aux hautes fréquences. Nous avons mesuré une largeur de raie Gaussienne de 37kHz (sur 1ms), limitée par les fluctuations thermiques induites par la pompe (Fig.5). Cette valeur de largeur de raie est similaire à ce que l'on obtiendrait en utilisant une technique hétérodyne standard, et se trouve bien en dessous de la limite des lasers à semiconducteur monolithiques conventionnels. Un design de cavité plus longue (cm) permettrait d'atteindre une largeur de raie sub-kHz. Ces sources sont actuellement utilisées dans diverses applications photoniques dont un instrument pour la spectroscopie à haute sensibilité.

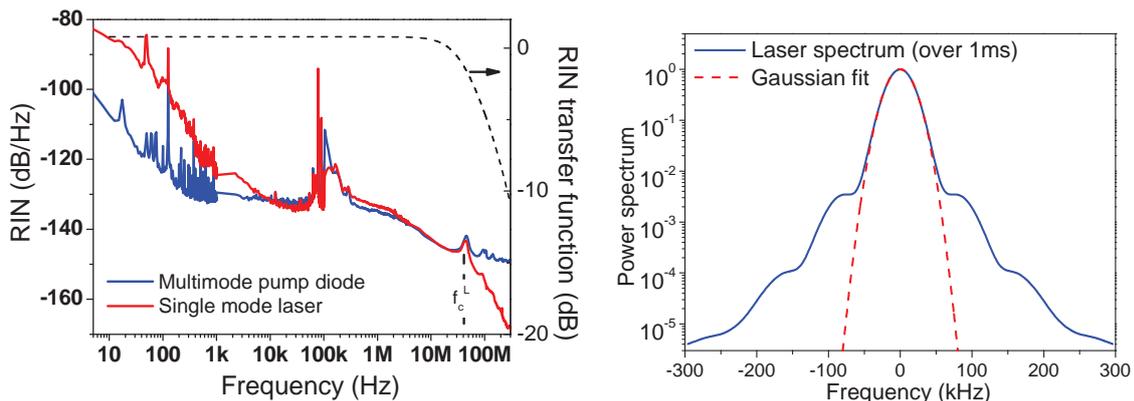


Fig. 5 : High Power VECSEL : Relative Intensity Noise (left) and measured Power spectrum (right)

RÉFÉRENCES

[1] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache, "Multiwatt-power highly-coherent compact single-frequency tunable Vertical-External-Cavity-Surface-Emitting-Semiconductor-Laser," Opt. Express 18, pp.14631 (2010).  
 [2] Triki M et al., IEEE Photon. Tech. Lett, vol. 20(2008), p. 1947

## SOURCE DE PHOTONS INTRIQUÉS LARGE BANDE POUR DISTRIBUTION MULTIUTILISATEURS

**Joe Ghalbouni, Imad Agha, Eleni Diamanti, Robert Frey et Isabelle Zaquine.**

*Institut Télécom/Télécom Paristech, CNRS-LTCI 46 rue Barrault, 75013 Paris, France*

joe.ghalbouni@telecom-paristech.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons une source large bande de photons intriqués en polarisation, pour la distribution multiutilisateurs, par l'intermédiaire de démultiplexeurs, soit des composants télécom classiques. Des courbes de transmission de ces filtres ont été obtenues et un modèle théorique a été développé afin d'étudier l'impact des caractéristiques de ces filtres (pertes d'entrées, symétrie des canaux, forme) sur la fidélité de notre source de photons intriqués. L'objectif de cette étude est de montrer la possibilité de réaliser un réseau quantique en exploitant des infrastructures de télécom classiques.

**MOTS-CLEFS :** *intrication ; télécommunications, multiplexage dense*

### 1. INTRODUCTION

L'utilisation d'un réseau de communication quantique, basé sur la distribution d'intrication donne lieu à de nombreuses applications dans le domaine de la sécurité de l'information. Elle permet par exemple la distribution de clés quantiques, le partage quantique d'informations confidentielles, ainsi que le calcul quantique non-localisé. Une source de photons intriqués à haute fidélité est l'un des éléments essentiels de ce type de réseau. Il est possible de démultiplier le nombre d'utilisateurs en subdivisant de manière appropriée la largeur de bande de fluorescence. L'objectif de cette étude est de mettre au point cette source de photons intriqués large bande, et d'effectuer une distribution par multiplexage dense en longueur d'onde [1,2] afin de former un réseau de communication quantique compatible avec l'infrastructure télécom actuelle. L'utilisation du PPLN permet d'obtenir un meilleur rendement de conversion des photons par rapport à d'autres cristaux tels que le KTP [3] ou le BBO, du à sa forte non-linéarité, ainsi qu'une largeur de bande d'environ 100 nm pour la fluorescence paramétrique. Le faisceau de pompe étant impulsionnel, il devient alors simple de synchroniser les impulsions avec les temps d'ouverture des détecteurs. Chaque source de photons intriqués, nécessitant énormément de ressources, le point fort de ce travail est de réussir à montrer qu'une distribution multi-utilisateurs peut-être réalisée en n'utilisant qu'une seule et unique source de photons intriqués.

### 2. PROTOCOLE EXPÉRIMENTAL

Le montage est détaillé sur la figure 1. Un laser continu de titane-saphir avec une longueur d'onde de 775 nm est focalisé dans un modulateur acousto-optique afin de produire des impulsions d'environ 100 ns. Ceci permet la synchronisation temporelle avec la détection des paires de photons. Une fois le signal pulsé, il est ensuite focalisé dans un cristal de PPLN afin de générer des paires de photons jumeaux par fluorescence paramétrique. Après passage dans le cristal, tous les photons restant à 775 nm de la pompe sont filtrés et éliminés. Les paires de photons jumeaux à 1550 nm générées traversent ensuite un montage de Michelson où l'intrication en polarisation sera réalisée. Ces paires sont ensuite couplées à une fibre optique monomode standard, puis envoyées dans un démultiplexeur en longueur d'onde où les photons signal et idler seront séparés, selon les différents canaux du filtre.

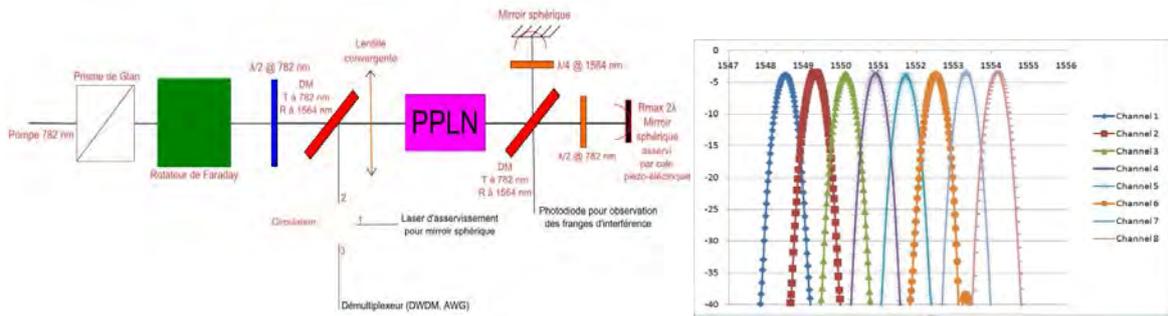


Figure 1 : source de photons intriqués large bande Figure 2 : transmission d'un filtre de type AWG

### 3. DEMULTIPLEXAGE

Il a été montré [4] que les caractéristiques du filtrage utilisé dans une source de photons intriqués ont un impact important sur la qualité des corrélations qu'il est possible d'obtenir pour cette source. On peut mentionner les pertes d'insertion, dont l'effet se répercute à la fois sur la brillance et la fidélité, mais l'effet de la forme de la courbe de transmission est moins intuitif. On trouve en effet que la fidélité dépend directement d'un rapport  $I_2/I_1$  :

$$F = \frac{1}{1 + 4(p_0 \cdot I_1) \cdot K_T \cdot \frac{I_1}{I_2}}$$

où  $I_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\nu - \nu_F) d\nu$  et  $I_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\nu - \nu_F) F(\nu_P - \nu - \nu_F) d\nu$  représentent respectivement la fonction de transmission et l'auto-convolution du filtre ;  $F$  étant sa forme spectrale,  $\nu_F$  sa fréquence centrale,  $p_0$  la densité spectrale de probabilité d'émission des paires et  $K_T$  une constante décrivant la dépendance temporelle de la pompe. Le rapport  $I_2/I_1$  prend sa valeur maximale de 1 pour un filtre idéal de forme rectangulaire. Dans tous les autres cas, la possibilité que l'un des deux photons de la paire soit absorbé contribue à dégrader la fidélité de la source. De plus, dans le cas d'un filtre de type DWDM,  $I_2$  est maximale si les canaux du filtre sont parfaitement symétriques par rapport à sa fréquence centrale  $\nu_F$ , qui doit coïncider avec la fréquence de dégénérescence de la fluorescence paramétrique, afin de garantir la symétrie entre les deux photons d'une paire. Différentes technologies de filtres seront comparées, afin de trouver le meilleur compromis entre la fidélité et la brillance de la source. La transmission d'un filtre de type AWG, qui sera testé pour la source est donné sur la Figure 2 à titre d'exemple.

### 4. CONCLUSION

Nous avons montré que l'utilisation de composants des télécommunications classiques pour une source de photons intriqués multiplexée est possible à condition de bien choisir les caractéristiques de ces composants. Le test comparatif de différents types de filtres est en cours, afin de valider les résultats théoriques.

### RÉFÉRENCES

- [1] H.C. Lim, A. Yoshizawa, H. Tsuchida, K. Kikuchi, « Wavelength multiplexed entanglement distribution », Optical Fiber Technology **16**, 225 (2010).
- [2] J. Fan, M. D. Eisaman, A. Migdall, « Bright phase-stable broadband fiber-based source of polarization-entangled photon pairs », Physical Review A **76**, 043836 (2007).
- [3] O. Kuzucu, F. N. C. Wong, « A pulsed Sagnac source of narrowband polarization-entangled photons », Phys. Rev. A **77**, 032314 (2008).
- [4] J.L. Smirr, S. Guilbaud, J. Ghalbouni, R. Frey, E. Diamanti, R. Alléaume, I. Zaquine, « Simple performance evaluation of pulsed spontaneous parametric down-conversion sources for quantum communications », Optics Express **19**, 616 (2011).

**MELANGE A 4 ONDES MODULE EN AMPLITUDE DANS UN LASER Nd : YVO<sub>4</sub>****Hervé Gilles,<sup>1</sup> Sylvain Girard,<sup>1</sup> Mathieu Laroche,<sup>1</sup> and Eric Lacot<sup>2</sup>***(1) CIMAP, UMR 6252 CNRS, CEA, ENSICAEN, Université de Caen, ENSI Caen – 6 bd Maréchal Juin, 14050 Caen, France**(2) Laboratoire Interdisciplinaire de Physique, UMR CNRS 5588, Université Joseph Fourier, 140 Avenue de la physique, BP 87 - 38402 Saint Martin d'Hères,*

herve.gilles@ensicaen.fr

**RÉSUMÉ**

Nous montrons que le mélange à 4 ondes dans le milieu à gain d'un laser à solide peut être fortement amplifié en excitant les oscillations de relaxation du laser. Les expériences sont menées sur un laser Nd : YVO<sub>4</sub> pompé par diode soumis à un retour optique modulé en amplitude. Lorsque la fréquence de modulation est égale à la fréquence propre des oscillations de relaxation du laser, un facteur d'amplification supérieur à 30 dB est observé sur l'amplitude modulée de l'onde conjuguée.

**MOTS-CLEFS :** *laser à solide pompé diode, mélange à 4 ondes, rétro-injection optique*

**1. INTRODUCTION**

La rétro-injection laser hétérodyne dans l'axe de la cavité est devenue une technique de mesure performante permettant des expériences de télémétrie, vélocimétrie ou encore d'imagerie en milieu turbide [1][2]. Ces mesures sont basées sur une perturbation dynamique du régime de fonctionnement d'un laser de classe B présentant des oscillations de relaxation. L'effet de la rétro-injection est fortement amplifié lorsque la fréquence de battement entre l'onde réinjectée et l'onde oscillant intra-cavité est voisine de la fréquence de relaxation du laser. La source laser joue simultanément le rôle d'une source de lumière cohérente mais également d'un interféromètre mélangeur et d'un amplificateur permettant d'augmenter considérablement la sensibilité à la détection (jusqu'à +50/60dB pour un laser à solide excité autour des oscillations de relaxation).

Les expériences de mélange à 4 ondes dans le milieu à gain d'un laser à solide peuvent être directement comparées aux expériences de rétro-injection optique. Dans de telles expériences, une partie du faisceau incident est prélevée pour jouer le rôle du faisceau « signal » réinjecté dans le milieu à gain [3]. Ces expériences sont similaires à une rétro-injection optique cohérente mais deux différences doivent être signalées : (1) la rétro-injection ne se fait pas dans l'axe de la cavité ; (2) aucun décalage de fréquence ou aucune modulation n'est habituellement appliquée à l'onde signal.

L'objectif de ce papier est de montrer l'évolution de l'amplitude de l'onde conjuguée dans une expérience de mélange à 4 ondes lorsque l'onde signal réinjectée est modulée en amplitude à une fréquence proche de la fréquence des oscillations de relaxation du laser. On constate alors que l'amplitude modulée du faisceau conjugué est fortement amplifiée (+ 30 dB).

**2. RESULTATS EXPERIMENTAUX**

Le dispositif expérimental utilisé est décrit sur la figure 1.a. Il comprend un laser YVO<sub>4</sub> :Nd<sup>3+</sup> pompé par diode laser et une boucle de rétro-injection hors axe, dans une géométrie classique des expériences de mélange à 4 ondes [3]. Le laser présente des oscillations de relaxation à une fréquence  $f_{relax}$  voisine de 1MHz. L'intensité du faisceau signal réinjecté est modulée à la fréquence  $f$  par l'intermédiaire d'un modulateur acousto-optique, fonctionnant en modulation d'amplitude à l'ordre 0. Le faisceau conjugué photodétecté par le détecteur D<sub>2</sub> est analysé temporellement à l'aide d'un oscilloscope numérique ou en fréquence par un analyseur de spectre radiofréquence.

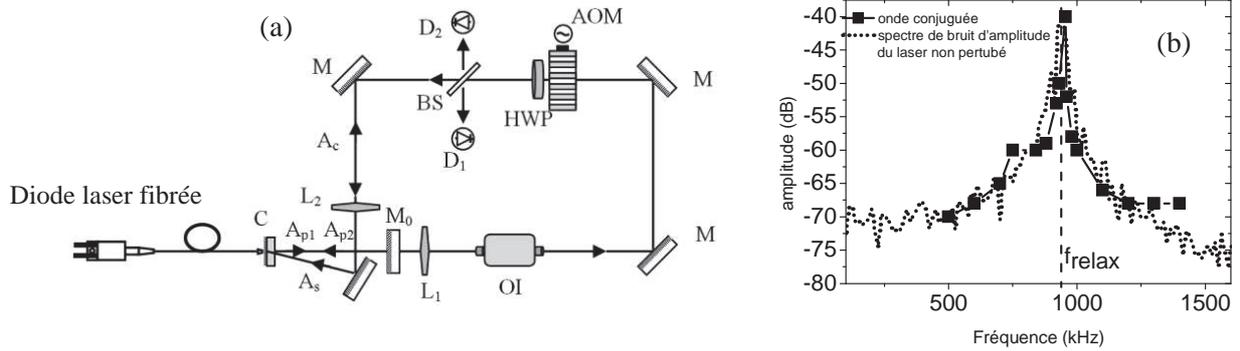


Fig. 1 (a) : Dispositif expérimental : C : cristal Nd :YVO<sub>4</sub> ; M<sub>0</sub> : miroir de sortie laser ; AOM : modulateur acousto-optique ; OI : isolateur optique ; M : miroirs plans métalliques ; HWP : lame demi-onde ; D<sub>1,2</sub> : détecteurs InGaAs ; BS : séparatrice ; L<sub>1,2</sub> : lentilles convergentes.

(b) Evolution de l'amplitude modulée de l'onde conjuguée en fonction de la fréquence de modulation de l'onde signal comparée au spectre de bruit d'amplitude du laser non perturbé.

Sur la figure 1.a,  $A_{p1}$  et  $A_{p2}$  représentent respectivement les amplitudes des ondes contra-propagatives dans la cavité et  $A_s$  l'amplitude de l'onde signal réinjectée. Le faisceau pompe  $A_{p1}$  (resp.  $A_{p2}$ ) se diffracte sur le réseau de gain formé dans le cristal laser par interférence entre l'onde pompe  $A_{p2}$  (resp.  $A_{p1}$ ) et l'onde signal  $A_s$ , générant ainsi l'onde conjuguée  $A_c$ . Lorsque l'amplitude de l'onde signal est modulée à la fréquence  $f$ , il en résulte que l'amplitude de l'onde conjuguée est modulée à la même fréquence telle que :

$$|A_c|^2 \propto \gamma(f) \cdot R_c(\eta) \cdot |A_s|^2 \quad (1)$$

où  $\gamma(f)$  est une fonction tenant compte des propriétés dynamiques du laser et  $R_c(\eta)$  un coefficient déduit de [4] dépendant de  $A_{p1}$ ,  $A_{p2}$  et du taux de pompe normalisé  $\eta$ .

La figure 1.b représentant l'évolution de l'intensité modulée de l'onde conjuguée ( $|A_c|^2$ ) en fonction de  $f$  montre clairement un facteur d'amplification supérieur à + 30 dB lorsque  $f = f_{relax}$ . Ce résultat illustre l'effet d'exaltation provoqué par le comportement dynamique du laser. En effet, le contraste du réseau de gain créé dans le milieu laser par interférence entre  $A_{p1,2}$  et  $A_s$  est modulé à la fréquence  $f$  exaltant ainsi les oscillations de relaxation du laser lorsque  $f = f_{relax}$ .

## CONCLUSION

Nous montrons ainsi que le mélange à 4 ondes dans un laser à solide de classe B semble similaire à la rétro-injection optique cohérente et peut profiter de l'effet d'exaltation typique observé lorsqu'on excite par battement intra-cavité les oscillations de relaxation du laser [5].

## REFERENCES

- [1] L. Kervévan, H. Gilles, S. Girard, M. Laroche, "Two-dimensional velocity measurements with self-mixing technique in diode-pumped Yb : Er glass laser", IEEE Phot. Techn. Lett., 16, 1709-1711 (2004).
- [2] E. Lacot, R. Day, F. Stoeckel, "laser optical feedback tomography", Opt. Lett., 24, 744-746 (1999).
- [3] A. Brignon, L. Loiseau, C. Larat, J.P. Huignard, J.P. Pocholle, "Phase conjugation in a continuous-wave diode-pumped Nd :YVO<sub>4</sub> laser", Appl. Phys. B, 69, 159-162 (1999).
- [4] J. Reintjes, L.J. Palembo, "Phase conjugation in saturable amplifiers by degenerate frequency mixing", IEEE Journal. of Quantum Electronics, 18, 1934(1982).
- [5] H. Gilles, S. Girard, M. Laroche, E. Lacot, "Dynamical amplification of phase conjugation using a modulated optical feedback in a Nd:YVO<sub>4</sub> laser", Optics Letters, vol 36, n°4 (2011).

**OPTIMISATION D'UNE SOURCE DE PHOTONS INTRIQUÉS IMPULSIONNELLE  
FIBREE DE FAIBLE LARGEUR SPECTRALE POUR LES COMMUNICATIONS  
QUANTIQUES DU FUTUR**

**Sylvain Guilbaud, Jean-Loup Smirr, Imad Agha, Eleni Diamanti, Robert Frey, Isabelle Zaquine**

*LTCI, Telecom ParisTech, UMR CNRS 5141, 75013 Paris, France*

sylvain.guilbaud@telecom-paristech.fr

**RÉSUMÉ**

Nous présentons la méthode employée pour optimiser une source de paires de photons intriqués en polarisation à 1564 nm fondée sur la fluorescence paramétrique. L'objectif final est d'obtenir une bonne compatibilité des photons générés avec une mémoire quantique pour réaliser la brique élémentaire d'un répéteur quantique. Le cristal non-linéaire de PPLN est placé dans une cavité afin d'exalter la création des paires dans des modes spectralement fins et les paramètres de la pompe doivent être choisis de manière à optimiser leur couplage dans une fibre optique.

**MOTS-CLEFS :** *photons intriqués ; fluorescence paramétrique en cavité ; répéteur quantique*

**1. INTRODUCTION**

Le stockage quantique de particules intriquées est de première importance pour l'avenir de l'information quantique, en particulier pour la réalisation de répéteurs et de réseaux quantiques [1]. De ce point de vue, plusieurs éléments sont cruciaux : une source, une mémoire quantique [2], et une interface assurant la compatibilité des deux éléments [3]. Nous développons une source de paires de photons intriqués à une longueur d'onde télécom qui respecte la contrainte de faible largeur spectrale de l'ordre de 40 MHz imposée par la mémoire quantique. L'objectif d'observer des corrélations quantiques dans un système complexe où cette source est mise en réseau rend l'exigence sur la qualité initiale de l'intrication encore plus critique[4,5].

**2. SOURCE DE PHOTONS INTRIQUÉS**

Le schéma de la source est représenté sur la Figure 1. Les paires de photons sont créées à 1564 nm par fluorescence paramétrique dans un cristal de niobate de lithium périodiquement retourné (PPLN). Ce processus non-linéaire est pompé par un faisceau impulsionnel à 782 nm de puissance moyenne 1,5 W produit par doublement de fréquence de la lumière émise par une diode laser télécom amplifiée. La largeur spectrale du rayonnement de fluorescence paramétrique est naturellement limitée par l'accord de phase à une bande d'une centaine de nanomètres, et il faut donc réduire cette largeur d'un facteur  $10^6$  pour satisfaire aux contraintes de la mémoire quantique. Pour cela, le cristal de fluorescence est placé dans une cavité concentrique, résonante pour le rayonnement à 1564 nm. Ainsi, la création des paires est exaltée dans les modes de la cavité, dont la finesse et la longueur sont choisies en fonction de la largeur spectrale souhaitée. Le miroir de fond est totalement réfléchissant pour les deux longueurs d'onde (782 nm et 1564 nm) et à chaque passage de la pompe, une paire de photon est créée avec une certaine probabilité dans le mode de la cavité et avec une polarisation fixe, déterminée par le quasi-accord de phase. Selon que les paires de photons à 1564 nm sont créées à l'aller ou au retour dans la cavité, elles traversent un nombre de lames quart d'onde de parité différente et ont donc des polarisations différentes en sortie. La durée de l'impulsion de pompe étant très grande devant le temps d'aller-retour dans la cavité, le champ à 1564 nm en sortie de cavité est une superposition cohérente de type  $|\Psi\rangle = |HH\rangle + |VV\rangle / \sqrt{2}$ . Les

paires sont enfin filtrées spectralement afin de sélectionner un seul mode spectral qui puisse par la suite interagir avec une mémoire quantique et elles sont injectées dans une fibre optique monomode.

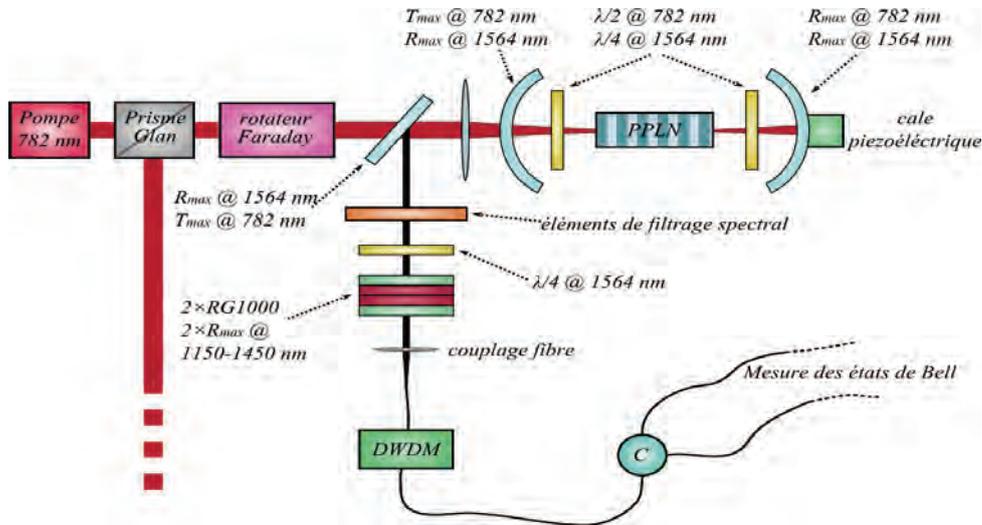


Figure 1 : source de photons intriqués fibrée

### 3. METHODE D'OPTIMISATION

La qualité maximale de l'intrication que l'on pourra obtenir avec cette source dépend en particulier des pertes à 1564 nm. On s'attache donc tout particulièrement à réduire ces pertes, dont une partie importante vient du couplage à la fibre optique. En effet, même si le faisceau de pompe est gaussien, la fluorescence en sortie du cristal n'a pas un profil gaussien. Il est donc important de déterminer les conditions d'interaction (focalisation, désaccord de phase) qui vont permettre le couplage optimal des paires à un mode gaussien [6]. Nous avons pour cela décrit l'évolution de l'état quantique des paires depuis leur génération dans le cristal jusqu'à leur injection dans la fibre, en fonction des enveloppes spatiale et temporelle du faisceau de pompe, du type et de la longueur du cristal, et de la forme des filtres employés. Outre les conditions d'interaction, on obtient également le diamètre de mode ciblé pour les paires de photons, qui indique comment concevoir la cavité en vue d'un couplage optimal.

### CONCLUSION

L'étude quantique des conditions d'interaction pour un couplage optimal des paires de photons dans la fibre, associée au calcul de la visibilité maximale possible pour une source impulsionnelle de faible largeur de raie nous fournit un véritable guide de conception de ce type de sources de photons intriqués. La mise en œuvre expérimentale de ces résultats est en cours et permettra de confirmer la validation de cette étude.

### RÉFÉRENCES

- [1] H.J. Kimble, "The quantum internet", *Nature*, 453, 1023–1030, 2008.
- [2] C. Simon et al., "Quantum memories", *Eur. Phys. J. D*, 58, 1–22, 2010.
- [3] S. Tanzilli et al., "A photonic quantum information interface", *Nature*, 437, 116–120, 2005.
- [4] J.-L. Smirr, et al. "Intrinsic limitations to the quality of pulsed SPDC sources for quantum information applications", *JOSA B*, Vol. 28, Issue 4, pp. 832-841 (2011)
- [5] J.-L. Smirr, S. Guilbaud et al. , "Simple performance evaluation of pulsed spontaneous parametric down-conversion sources for quantum communications", *Opt. Express*, 19, 616–627, (2011).
- [6] J.-L. Smirr, et al. , "Optimization of parametric down-conversion processes pumped by a focused pulsed beam for maximum coupling into a single mode fiber", to be submitted to PRA

## SYNCHRONISATION DANS DES RÉSEAUX OPTIQUES NON DISSIPATIFS

**Daniel Hennequin et Philippe Verkerk**

*Laboratoire PhLAM, UMR CNRS 8523, Université de Lille1,  
59655 Villeneuve d'Ascq cedex, FRANCE*

daniel.hennequin@univ-lille1.fr

### RÉSUMÉ

Nous examinons ici la dynamique complexe des atomes froids dans un réseau optique carré, en nous attachant à déterminer l'origine des écarts en comportement observé pour des réseaux apparemment similaires : selon le décalage en fréquence du réseau par rapport à la fréquence atomique, on observe des régimes complètement chaotiques ou au contraire l'absence totale de chaos. Nous montrons que la présence de chaos peut être inhibée par un mécanisme de synchronisation de la dynamique dans les deux directions de l'espace, similaire au mécanisme d'accrochage de fréquences des systèmes dissipatifs. Cette synchronisation explique la disparition du chaos lorsque les fréquences propres de la dynamique dans les deux directions de l'espace sont proches l'une de l'autre.

**MOTS-CLEFS :** *atomes froids ; réseau optique ; chaos*

Les réseaux optiques représentent un des outils les plus performants pour manipuler des atomes froids, grâce à leur extrême flexibilité. On peut par exemple modifier les paramètres de confinement des atomes et leur densité en jouant sur la maille du réseau ou la profondeur des puits, et maîtriser leurs mouvements en adaptant la géométrie du réseau. De ce fait, les réseaux optiques sont devenus un système modèle pour de nombreux domaines. Quand ils interagissent fortement, les atomes froids dans un réseau optique présentent de nombreuses analogies avec les systèmes de la matière condensée. Ils ont permis d'observer la transition de phase quantique entre un superfluide et un isolant de Mott [1], le régime de Tonks-Girardeau [2], et plus généralement d'étudier les propriétés de la superfluidité, y compris les instabilités.

À l'opposé, des comportements intéressants sont aussi observés dans des réseaux où les atomes n'interagissent pas entre eux. Par exemple, les atomes froids dans des réseaux optiques ont permis d'observer la transition entre des distributions gaussiennes et des lois de puissance, en particulier la distribution de Tsallis [3]. Ils ont aussi permis l'observation de la localisation d'Anderson [4]. Ils apparaissent aussi comme un système modèle idéal pour étudier la dynamique dans les limites classique et quantique. Dans les réseaux optiques non dissipatifs, les limites classique et quantique sont toutes deux accessibles expérimentalement, et il est même possible de changer continuellement d'un régime à l'autre [5]. De plus, l'extrême flexibilité des réseaux optiques permet d'imaginer un nombre pratiquement infini de configurations en jouant sur la complexité du réseau et le degré de couplage entre les atomes et le réseau. De nombreux résultats ont été obtenus ces dernières années dans le domaine du chaos quantique, la plupart du temps en utilisant des potentiels très simples, en général 1D. Par exemple, le chaos n'est obtenu qu'en forçant périodiquement (ou quasi-périodiquement) l'amplitude ou la fréquence d'un réseau, et seule la dynamique temporelle des atomes individuels est étudiée [5,6].

Récemment, il est apparu nécessaire d'introduire des potentiels plus complexes, en particulier des potentiels 2D [7]. Bien que la dynamique des particules dans des potentiels 2D ait été largement étudiée dans le passé, il s'agissait en général de potentiels modèles [8,9]. Les réseaux optiques expérimentaux approchent ces modèles au mieux sur un intervalle limité de paramètres, au fond des puits. Mais dans la plupart des cas, le potentiel est plus complexe, et mène à une dynamique plus

complexe et plus riche. Comprendre finement la dynamique classique des atomes dans des potentiels réels est important, notamment parce qu'elle a des conséquences importantes sur le régime quantique correspondant. Or, l'approche habituelle pour l'étude de la dynamique complexe des systèmes conservatifs est statistique. On va par exemple évaluer le pourcentage de la zone chaotique dans l'espace des phases. Pourtant, une approche plus déterministe est possible, comme dans les systèmes dissipatifs. Dans un travail récent, l'étude de la dynamique des atomes dans différents potentiels 2D a montré qu'il existait différents types de régimes chaotiques, menant à des comportements macroscopiques différents. En particulier, il apparaît que le temps de vie des atomes dans le réseau dépend drastiquement de leur dynamique, ce qui passe inaperçu dans une approche uniquement statistique [10].

Dans un réseau résultant de l'interférence entre deux ondes stationnaires orthogonales, la maille est carrée, et les deux directions de l'espace sont fortement couplées. Par conséquent, on s'attend à ce que la dynamique soit complètement chaotique dès que l'anharmonicité devient suffisamment élevée, c'est à dire pour les atomes suffisamment énergétiques. Ce régime est effectivement observé, sauf dans les réseaux dont la fréquence est décalée vers le rouge de la transition atomique. Dans ce cas, le chaos disparaît presque complètement et la dynamique reste essentiellement quasi-périodique, bien que les non linéarités restent les mêmes.

Nous avons essayé de comprendre l'origine de la disparition du chaos. Nous montrons que, au fond des puits, les fréquences de résonance dans les deux directions sont dégénérées. Évidemment, quand l'énergie des atomes augmente, cette dégénérescence disparaît à cause de l'anharmonicité du potentiel. Cependant, nous montrons que les mouvements dans les deux directions restent accrochés à la même fréquence, selon un mécanisme de synchronisation proche de l'accrochage en fréquence des systèmes dissipatifs. Bien sûr, à cause de la conservation de l'énergie, il ne s'agit pas d'un accrochage strict, mais il apparaît que le régime quasi-périodique est essentiellement un régime périodique accroché en fréquence, avec de petites bandes latérales. Même au bord des puits, le chaos apparaît de façon très marginale, dans un régime où les fréquences restent accrochées. Ce phénomène de synchronisation, bien que pas aussi strict que dans un système dissipatif, est cependant un mécanisme suffisamment puissant pour expliquer la disparition du chaos dans ce cas.

## RÉFÉRENCES

- [1] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch and I. Bloch, *Nature* **415**, 39 (2002 )
- [2] B. Paredes, A. Widera, V. Murg, O. Mandel, S. Fölling, I. Cirac, G. V. Shlyapnikov, T. W. Hänsch and I. Bloch, *Nature* **429**, 277 (2004)
- [3] P. Douglas, S. Bergamini. and F. Renzoni, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 110601 (2006)
- [4] J. Billy, V. Josse, Z. C. Zuo, A. Bernard, B. Hambrecht, P. Lugan, D. Clement, L. Sanchez-Palencia, P. Bouyer and A. Aspect, *Nature* **453** 891-894 (2008) ; J. Chabe, G. Lemarie, B. Gremaud, D. Delande, P. Szriftgiser, and J. C. Garreau, *Phys. Rev. Lett.* **101** 255702 (2008)
- [5] D. A. Steck, V. Milner, W. H. Oskay, and M. G. Raizen, *Phys. Rev. E* **62**, 3461 (2000)
- [6] H. Lignier, J. Chabe, D. Delande, J. C. Garreau and P. Szriftgiser, *Phys. Rev. Lett* **95**, 234101 (2005)
- [7] H. Guo, Y. Wen and S. Feng, *Phys. Rev. A* **79**, 035401 (2009)
- [8] D. K. Chaikovsky and G. M. Zaslavsky, *Chaos* **1**, 463 (1991)
- [9] N. C. Panoiu, *Chaos* **10**, 166 (2000)
- [10] D. Hennequin and P. Verkerk, *Phil. Trans. R. Soc. A* **368** 2163-2177 (2010)

## LIMITE DE CRAMÉR-RAO QUANTIQUE POUR DES ÉTATS GAUSSIENS MULTIMODES

Pu Jian<sup>1</sup>, Olivier Pinel<sup>1</sup>, Julien Fade<sup>2</sup>, Daniel Braun<sup>3</sup>, Nicolas Treps<sup>1</sup>, Claude Fabre<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> *Institut Fresnel, CNRS, Aix-Marseille Université, École Centrale Marseille, Campus de Saint-Jérôme, 13013 Marseille, France*

<sup>3</sup> *Laboratoire de Physique Théorique, Université Paul Sabatier, Toulouse III, 118 route de Narbonne 31062 Toulouse, France*

pu.jian@spectro.jussieu.fr

### RÉSUMÉ

Les états gaussiens multimodes de la lumière, comme par exemple les états multimodes comprimés en bruit ou les états intriqués, représentent des outils quantiques puissants et très généraux pour l'information quantique et la métrologie. La limite de précision ultime dans l'estimation d'un paramètre encodé dans un faisceau gaussien, quel que soit le protocole utilisé pour extraire l'information sur le paramètre, dite limite de Cramér-Rao quantique, est déterminée ici. Nous étudions également, pour des ressources quantiques données, quel est l'état gaussien multimode optimal pour l'estimation d'un paramètre. Enfin, nous montrons qu'une détection homodyne balancée permet d'atteindre la limite de Cramér-Rao quantique.

**MOTS-CLEFS :** *états gaussiens multimodes ; limite de Cramér-Rao ; métrologie*

### INTRODUCTION

La limite de sensibilité que l'on peut espérer atteindre dans l'estimation d'un paramètre  $\theta$  encodé dans un faisceau lumineux est déterminée notamment par les fluctuations quantiques de la lumière et dépend donc de l'état quantique de la lumière. Dans le cas « classique » où l'on utilise un état cohérent de la lumière, cette limite est appelée limite quantique standard et dépend du nombre de photons  $N$  en  $1/\sqrt{N}$ .

Cette limite peut-être dépassée en utilisant des états non classiques, par exemple des états comprimés [1] ou intriqués [2]. Nous avons choisi de nous intéresser aux états gaussiens multimodes, qui regroupent des états non classiques très utilisés en optique quantique. Contrairement à certains états comme les états NOON qui permettent théoriquement d'atteindre la limite de Heisenberg en  $1/N$  [3], mais qui sont limités expérimentalement par la décohérence [4], les états gaussiens sont intéressants expérimentalement, car il est déjà possible de générer en laboratoire des états gaussiens avec une forte réduction de bruit ou comportant de nombreux modes intriqués, le tout avec un très grand nombre de photons ( $N$  de l'ordre de  $10^6$ ).

### 1. LIMITE DE CRAMÉR-RAO QUANTIQUE POUR DES ÉTATS PURS GAUSSIENS

La limite de Cramér-Rao quantique [5] donne pour un état quantique dépendant d'un paramètre  $\theta$  la meilleure résolution que l'on peut espérer atteindre dans l'estimation de  $\theta$ , quels que soient la mesure et l'estimateur choisis. Nous considérons un état gaussien pur  $|\psi_\theta\rangle$  dépendant de  $M$  modes (spatiaux ou temporels)  $\{v_i(\mathbf{r}, t)\}$ . En choisissant la base  $\{v_i(\mathbf{r}, t)\}$  telle que le premier mode, appelé mode de détection, soit la dérivée (normalisée) du mode de champ moyen  $u_\theta(\mathbf{r}, t)$ , et en notant  $\mathbf{\Gamma}_\theta$  la matrice de covariance de  $|\psi_\theta\rangle$  dans cette base, la limite de Cramér-Rao quantique, pour un nombre photons grand, vaut asymptotiquement :

$$\delta\theta_{\min} = \left( QI_0 \mathbf{\Gamma}_{\theta, [1,1]}^{-1} \right)^{-1/2} \quad (1)$$

où  $Q$  est le nombre de mesures effectuées et  $I_0$  l'information de Fisher pour une mesure unique à l'aide d'un état cohérent.  $I_0$  vaut :

$$I_0 = 4N_\theta \left( \|u'_\theta\|^2 + \left( \frac{N'_\theta}{2N_\theta} \right)^2 \right) \quad (2)$$

avec  $N_\theta$  le nombre de photons dans  $|\psi_\theta\rangle$ , et la notation  $f'_\theta \equiv \left. \frac{\partial f}{\partial \theta} \right|_\theta$ .

## 2. OPTIMISATION DE LA LIMITE DE CRAMÉR-RAO ET MESURE OPTIMALE

Nous cherchons à savoir quelle est la meilleure borne de Cramér-Rao possible parmi tous les états gaussiens multimodes que l'on peut obtenir à partir de ressources quantiques données, i.e. de  $M$  modes comprimés indépendants [6] dont le plus comprimé a une variance  $\sigma_{\min}^2$ . Nous montrons que la situation optimale est obtenue lorsque le mode de détection est le mode le plus comprimé, et qu'il n'est pas corrélé avec les autres modes. La borne de Cramér-Rao vaut alors :

$$\delta\theta_{\min} = \frac{\sigma_{\min}}{\sqrt{QI_0}}. \quad (3)$$

Enfin, nous cherchons à donner un protocole de mesure qui permette d'atteindre cette limite de Cramér-Rao. Dans le cas où l'on cherche à mesurer un petit déplacement  $\delta\theta$  du paramètre  $\theta$ , on peut développer l'expression du champ moyen au premier ordre en  $\delta\theta$  ; on montre que toute l'information sur  $\delta\theta$  est contenue dans la quadrature  $\hat{x}_1$  du mode de détection. Ainsi, à l'aide d'une détection homodyne balancée dans laquelle l'oscillateur local est dans le mode de détection et la phase relative entre l'oscillateur local et le signal à mesurer est nulle, on peut mesurer la valeur  $\delta\theta$ . Nous montrons que par cette méthode, la sensibilité de l'estimation de  $\delta\theta$  atteint la limite de Cramér-Rao.

## CONCLUSION

Nous avons donné la limite de Cramér-Rao quantique pour un état gaussien pur multimode, et montré que cette limite pouvait être atteinte par une détection homodyne ; nous avons également montré que la seule ressource quantique intéressante était de comprimer le bruit d'un mode particulier, sans besoin de réduction de bruit multimode ou d'intrication. Notre résultat est très intéressant d'un point de vue expérimental, car il est déjà possible de produire un état gaussien monomode avec une forte compression de bruit, tout comme il est facile de réaliser une détection homodyne en laboratoire.

## RÉFÉRENCES

- [1] C. Caves, "Quantum-mechanical noise in an interferometer," *Physical Review D*, vol. 23, no. 8, p. 1693, 1981.
- [2] V. Giovannetti, S. Lloyd, and L. Maccone, "Quantum metrology," *Physical review letters*, vol. 96, no. 1, p. 10401, 2006.
- [3] P. Kok, S. Braunstein, and J. Dowling, "Quantum lithography, entanglement and Heisenberg-limited parameter estimation," *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics*, vol. 6, p. S811, 2004.
- [4] B. Escher, R. de Matos Filho, and L. Davidovich, "General framework for estimating the ultimate precision limit in noisy quantum-enhanced metrology," *Nature Physics*, 2011.
- [5] S. Braunstein and C. Caves, "Statistical distance and the geometry of quantum states," *Physical review letters*, vol. 72, no. 22, pp. 3439–3443, 1994.
- [6] S. Braunstein, "Squeezing as an irreducible resource," *Physical Review A*, vol. 71, no. 5, p. 055801, 2005.

## MÉTROLOGIE DE $\text{H}_2^+$ : AVANCEES ET PROJETS

Jean-Philippe Karr, Albane Douillet, Vu-Quang Tran, Laurent Hilico

Laboratoire Kastler Brossel, UMR 8552, CNRS UEVEUPMC ENS, C74, 4 place Jussieu 75252

hilico@spectro.jussieu.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons les avancées récentes du projet métrologie de  $\text{H}_2^+$  en ce qui concerne l'excitation de la transition (mise au point d'un isolateur optique à effet Faraday à 9.2  $\mu\text{m}$ ), la détection (caractérisation du processus de photodissociation), le nouveau piège à ion et les prédictions théoriques. Nous présentons ensuite les voies de développement du projet, en particulier la création des ions par REMPI (résonance enhanced multiphoton ionisation) à partir de  $\text{H}_2$ , et le refroidissement sympathique des ions.

**MOTS-CLEFS :** *piège à ions, spectroscopie, photodissociation, molécules sélectionnées en état interne*

### 1. INTRODUCTION

Le projet Métrologie de  $\text{H}_2^+$  vise à observer une transition vibrationnelle à deux photons sans effet Doppler pour mesurer la fréquence de vibration de cet ion et déterminer le rapport de la masse du proton à celle de l'électron au niveau 0.1 ppb, par comparaison avec les calculs de haute précision des niveaux de  $\text{H}_2^+$ .

Compte tenu des propriétés spectroscopiques de l'ion  $\text{H}_2^+$ , la technique expérimentale employée est la spectroscopie par REMPD (résonance enhanced multiphoton dissociation) où deux photons infrarouges à 9.2  $\mu\text{m}$  excitent une transition vibrationnelle entre les niveaux ( $v=0, L=2, J=5/2$ ) et ( $v=1, L=2, J=5/2$ ) et un photon UV photodissocie sélectivement les niveaux  $v \geq 1$  [1,2].

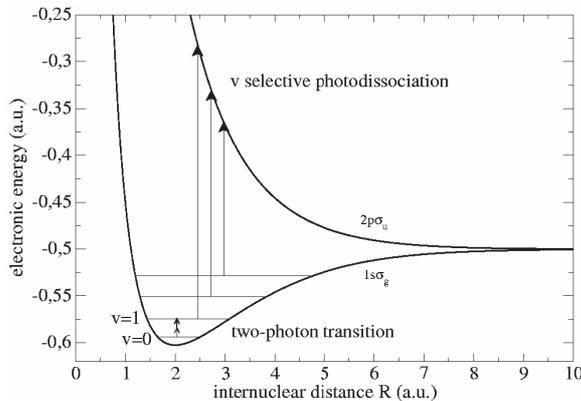


Fig. 1 : Etats électroniques de  $\text{H}_2^+$ . Les petites flèches indiquent la transition à deux photons et les grandes flèches les processus de photodissociation.

Le montage expérimental comporte

- un piège radiofréquence de Paul qui permet de confiner quelques milliers d'ions
- une source laser à cascade quantique IR ultrastable à 9.2  $\mu\text{m}$  qui délivre environ 50 mW injectés dans une cavité de haute finesse placée autour des ions. Cela permet d'exciter la transition à deux photons avec un taux de  $0.3 \text{ s}^{-1}$  [3,4].
- un laser à excimère à 248 nm qui permet de photodissocier sélectivement les ions qui sont dans un niveau vibrationnel  $v \geq 1$ .
- Une optique électronique permettant d'extraire et de compter les ions présents dans le piège.

## 2. AVANCEES

Le processus de photodissociation UV des ions a été caractérisé en détail en variant le nombre (1 à 30) et l'énergie (0.1 à 114 mJ) des impulsions laser. Cette étude montre qu'on obtient un taux de photodissociation du niveau  $v=1$  d'environ  $3 \text{ s}^{-1}$  [5] avec des impulsions de 30 mJ répétées à 100 Hz sans trop réduire la durée de vie des ions à cause du dégazage UV. Ce taux est nettement supérieur au taux d'excitation de la transition à deux photons ce qui permet de détecter la transition.

Le taux d'excitation de la transition à deux photons est 8 fois plus grand en polarisation linéaire qu'en polarisation circulaire. Un isolateur optique doit être placé entre la source QCL et la cavité de haute finesse placée autour des ions. Nous avons remplacé l'isolateur (polariseur +  $\lambda/4$ ) qui impose une polarisation circulaire par un isolateur à effet Faraday développé au laboratoire car ce dispositif courant pour l'infrarouge proche et le visible n'est pas disponible commercialement pour l'infrarouge moyen. Nous avons utilisé l'effet Faraday des porteur libres d'InSb dopé n et obtenu une isolation de 30 dB pour une transmission du milieu Faraday de 80 % [6].

Un piège à ions linéaire permettant une meilleure focalisation des faisceaux laser sur les ions est en cours de développement. Sur la base de ces avancées, nous avons estimé le rapport signal sur bruit attendu pour l'observation d'une transition à environ 0.3, avec un temps d'interaction optimum de 3.5 s, ce qui reste trop faible.

## 3. PROJETS

La principale limitation du rapport signal sur bruit provient de la méthode actuelle de production des ions  $\text{H}_2^+$ . Le processus d'impact électronique utilisé produit les ions  $\text{H}_2^+$  de manière non sélective. En effet, les populations des niveaux ( $v=0$  ou  $v=1, L=2, J=5/2$ ) ne sont que de 0.86% et 1.37%. Il est possible de produire sélectivement des ions  $\text{H}_2^+$  dans l'état ( $v=0, L=2$ ) par REMPI [7,8] et d'atteindre une sélectivité de l'ordre de 80%, ce qui représentera un net progrès pour l'expérience [7].

Avec des ions non refroidis, la résolution de l'expérience sera limitée par l'effet Doppler du second ordre (7 kHz) correspondant à environ 4 ppb sur  $m_p/m_e$ . Le refroidissement sympathique des ions  $\text{H}_2^+$  par des ions  $\text{Be}^+$  refroidis par laser permettra de lever cette limitation et d'atteindre le régime de spectroscopie par logique quantique sur des ions moléculaires sélectionnés en état interne.

## REFERENCES

- [1] Jean-Philippe Karr, Franck Bielsa, Albane Douillet, Jofre Pedregosa, Vladimir I. Korobov, Laurent Hilico, *Vibrational spectroscopy of  $\text{H}_2^+$ : Hyperfine structure of two-photon transitions*, Phys. Rev. A **77**, 063410 (2008).
- [2] Jean-Philippe Karr, L. Hilico, V. I. Korobov, *Theoretical progress in the  $\text{H}_2^+$  molecular ion: towards electron to proton mass ratio determination*, Canadian Journal of Physics **89**, 103-107 (2011).
- [3] F. Bielsa, A. Douillet, T. Valenzuela, J.-Ph. Karr, L. Hilico, *Narrow-line phase-locked quantum cascade laser in the 9.2 micron range*, Optics Letters **32**, 1641-1643 (2007).
- [4] F. Bielsa, Khelifa Djerroud, Andrei Goncharov, Albane Douillet, Tristan Valenzuela, Christophe Daussey, Laurent Hilico, Anne Amy-Klein, *HCOOH high resolution spectroscopy in the 9.18  $\mu\text{m}$  range*, Journal of Molecular Spectroscopy **247**, 41-46 (2008).
- [5] Jean-Philippe Karr, Albane Douillet, Laurent Hilico, *Photodissociation of trapped  $\text{H}_2^+$  ions for REMPD spectroscopy*, submitted to J. Phys. B.
- [6] Laurent Hilico, Albane Douillet, Jean-Philippe Karr, Eric Tournié, *Faraday optical isolator in the 9.2  $\mu\text{m}$  range for QCL applications*, Submitted to Rev. Scient. Instrum.
- [7] M.A. O'Halloran, S.T. Pratt, P.M. Dehmer, J.L. Dehmer, *Photoionisation dynamics of  $\text{H}_2 \text{ C}^1\Pi_u$ : Vibrational and rotational branching ratios*, J. Chem. Phys. **87**, 3288 (1987)

## CARTOGRAPHIE DE FAISCEAUX LAGUERRE-GAUSS TRES FOCALISES : NATURE DU DETECTEUR ET COUPLAGE ENTRE SPIN ET MOMENT ORBITAL

Vasily V. Klimov<sup>1</sup>, Daniel Bloch<sup>2</sup>, Martial Ducloy<sup>2</sup>, Jose R. Rios Leite<sup>3</sup>,

<sup>1</sup> *P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,  
53 Leninsky Prospekt, Moscow 119991, Russie*

<sup>2</sup> *Laboratoire de Physique des Lasers, Institut Galilée, Université Paris13, UMR 7538 du CNRS,  
99 Avenue J-B. Clément, F 93430 Villetaneuse, France*

<sup>3</sup> *Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 50670-901 Recife, PE, Brésil*

*daniel.bloch@univ-paris13.fr*

### RÉSUMÉ

Une description classique du champ établit que les faisceaux Laguerre-Gauss portent, outre le spin associé à la polarisation, un moment orbital angulaire quantifié, en  $l\hbar$  par photon,  $l$  étant l'entier associé à la charge topologique. Dans l'interaction entre champ lumineux et atome – pris comme système quantique élémentaire-, le transfert associé de moment orbital se comprend mieux si on ne se limite pas aux transitions dipolaires électriques, et à leurs règles de sélection limitatives. Nous montrons, notamment pour des champs très focalisés, que la singularité axiale du champ électrique lumineux n'interdit pas la présence d'un champ magnétique lumineux, et donc d'énergie, détectable sur une transition appropriée ; de même, le gradient de champ électrique est détectable avec une transition quadrupolaire. La cartographie du faisceau dépend ainsi non seulement de la nature du détecteur, mais d'une combinaison entre spin et moment orbital, susceptible de briser la symétrie cylindrique.

**MOTS-CLEFS :** *Laguerre-Gauss; moment orbital ; règle de sélection ; chiralité*

### 1. ENERGIE DANS LES ZONES SOMRES

Les faisceaux Laguerre-Gauss (LG) sont des faisceaux optiques rendus particulièrement intéressants en raison de leur moment orbital angulaire, qui s'ajoute au spin de polarisation, et qui est quantifié, dès que l'on effectue un traitement classique où on définit le quantum d'énergie [1]. Ils permettent notamment de manipuler -en rotation- la matière (pour des revues, cf. [2]), et permettent d'imaginer des dimensions supplémentaires à l'enchevêtrement quantique [3].

Ces faisceaux, porteurs d'une phase  $\exp il\varphi$  ( $l$  entier) en coordonnées cylindriques, sont souvent décrits comme à front d'onde "spiral". Ils présentent une singularité sur l'axe qui fait que leur champ électrique est nul. Cependant, la nature vectorielle des champs électromagnétiques, et la loi d'induction de Faraday, aboutissent à ce que le champ magnétique sur l'axe ne soit pas rigoureusement nul (pour  $|l| = 1$  ou  $|l| = 2$ ) : il y a donc de l'énergie magnétique lumineuse sur l'axe. En pratique, c'est seulement pour des tailles  $w_0$  de faisceau très petites, comparables à la longueur d'onde ( $\lambda = 2\pi/k$ ), que cette énergie magnétique sur l'axe devient comparable à l'énergie électrique. Le nombre  $p$  de noeuds radiaux du faisceau LG favorise également cette énergie magnétique. Ceci oblige à dépasser le cadre de l'approximation paraxiale, dans laquelle sont définis les faisceaux LG, pour concevoir ceux-ci comme un développement sur des faisceaux de Bessel (définissables hors approximation paraxiale) : la pertinence du calcul de champ magnétique est alors maintenue [4,5].

### 2. CARTOGRAPHIE ET REGLES DE SELECTION

La présence sur l'axe de cette énergie magnétique à fréquence lumineuse est détectable avec une transition appropriée, c'est-à-dire avec une transition dipolaire magnétique M1, et non une classique transition dipolaire électrique (E1) [4]. Des résultats analogues sont obtenus pour les

gradients du champ électrique, qui deviennent importants sous forte focalisation, et sont détectables, même sur l'axe, par une transition quadropolaire électrique (E2). Certes, les transitions M1 et E2 sont faibles ("quasi-interdites") en optique, où la longueur d'onde est grande par rapport aux particules atomiques. Elles permettent cependant de comprendre que la cartographie du champ sera différente selon la nature du détecteur, puisqu'un détecteur standard (d'intensité du champ électrique) est insensible à l'énergie lumineuse sur l'axe du faisceau. C'est également avec des détecteurs d'ordre élevé (par ex. E2), que l'on peut prévoir le transfert d'une composante de moment angulaire total supérieur à  $\hbar$  dans un processus élémentaire d'échange d'énergie entre champ lumineux et atome. L'interprétation est très simple lorsque l'atome est localisé sur l'axe.

Hors d'axe, les composantes longitudinales du champ électrique sont à prendre en compte pour les transitions de type E1, au même titre que les gradients de champ ou le champ magnétique lumineux, notamment pour des faisceaux de très petite taille ("waist" comparable à la longueur d'onde). Ceci induit que, même sur une banale transition dipolaire électrique (E1), des effets remarquables sont prévus en cas de forte focalisation : la polarisation lumineuse n'est plus le seul paramètre pour les règles de sélection. Il faut en fait prendre en compte l'effet combiné de la charge topologique du faisceau LG, et de la polarisation circulaire (sens identique, ou opposé, à celui défini par la charge topologique). Ainsi, la cartographie dans le plan du "waist" (mesurée par exemple par une probabilité de transition d'un atome à symétrie sphérique sur une transition S→P) devient différente pour les deux polarisations circulaires opposées [5]. Si la polarisation du champ (composante transverse du champ électrique) est linéaire, la décomposition en polarisations circulaires opposées aboutit à une brisure de la symétrie cylindrique dans la cartographie du champ [5]. Ce résultat – fig.1- apparent pour une des sous-transitions Zeeman, s'étend au cas d'une absence de sélectivité Zeeman, pour des atomes non analysés dans un sous-état Zeeman spécifique. Cette brisure de symétrie, en des points spécifiques, induit également que, même en polarisation linéaire, ces faisceaux LG très focalisés possèdent une sélectivité chirale locale [6].

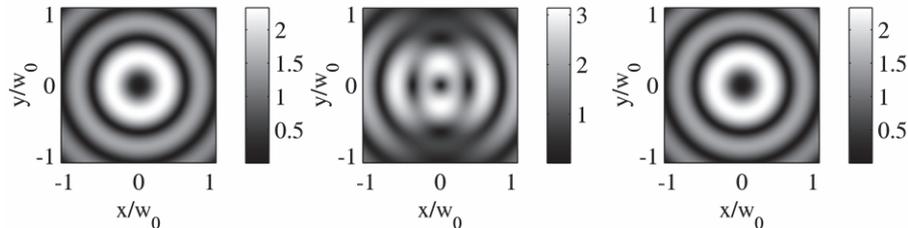


Figure : cartographie d'un champ LG, en polarisation linéaire (selon x) pour  $l = +2$ ,  $p = 6$ ,  $k w_0 = 6$ , détecté sur une transition E1 S→P (de gauche à droite  $M = -1, 0, +1$ )

Collaboration franco-brésilienne partiellement soutenue par CAPES-COFECUB (456-04) et franco-russe par "P.I.C.S. 5813" du CNRS-RFBR

#### RÉFÉRENCES

- [1] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, *Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes*, Phys. Rev. A **45**, 8185 (1992)
- [2] L. Allen, S. M. Barnett, and M. J. Padgett, *Optical Angular Momentum* (IOP, Bristol, 2003)
- [3] A. Mair, A. Vaziri, G. Welhs, A. Zeilinger, *Entanglement of the orbital angular momentum states of photons*, Nature **412**, 313 (2001)
- [4] V. V. Klimov, D. Bloch, M. Ducloy, J. R. Rios Leite, *Detecting photons in the dark region of Laguerre-Gauss beams* Opt. Express **17**, 9718 (2009)
- [5] V. V. Klimov, D. Bloch, M. Ducloy, J. R. Rios Leite, soumis à Phys. Rev. A
- [6] Y. Q. Tang and A. E. Cohen, *Optical Chirality and Its Interaction with Matter*, Phys. Rev. Lett. **104**, 163901 (2010).

## ATTEINDRE LE REGIME QUANTIQUE D'UN OBJET MACROSCOPIQUE

Aurélien Kuhn<sup>1</sup>, Jean Teissier<sup>1</sup>, Michael Bahriz<sup>2</sup>, Thomas Antoni<sup>1</sup>, Tristan Briant<sup>1</sup>, Claude Chartier<sup>2</sup>, Pierre-François Cohadon<sup>1</sup>, Olivier Ducloux<sup>2</sup>, Raffaele Flaminio<sup>3</sup>, Antoine Heidmann<sup>1</sup>, Christophe Michel<sup>3</sup>, Laurent Pinard<sup>3</sup>, Olivier Le Traon<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Kastler Brossel, UMR 8552, ENS-UPMC-CNRS, case 74, 4 place Jussieu, F-75252 Paris cedex 05, France

<sup>2</sup> ONERA, Physic Department, 29 avenue de la division Leclerc, F-92322 Chatillon, France

<sup>3</sup> Laboratoire des Matériaux Avancés, USR 3264, CNRS-IN2P3, Bâtiment Virgo, 7 avenue Pierre de Coubertin, F-69622 Villeurbanne, France

aurelien.kuhn@spectro.jussieu.fr

### RÉSUMÉ

Nous avons développé un résonateur mécanique conçu pour atteindre et étudier le régime quantique de l'optomécanique en cavité. La structure du résonateur est basée sur un micropilier vibrant à haute fréquence, avec une faible masse et un très grand facteur de qualité, à la surface duquel nous avons déposé un miroir diélectrique à faibles pertes. Le résonateur est placé en face d'un micro-miroir de faible rayon de courbure afin de réaliser une cavité Fabry-Perot de haute finesse. Profitant de la très grande sensibilité de l'interférométrie optique, nous avons pu observer le bruit thermique du résonateur à température ambiante. Nous projetons d'utiliser le couplage optomécanique au sein de la cavité pour refroidir le résonateur jusqu'à son état quantique fondamental et observer ses fluctuations quantiques de position.

**MOTS-CLEFS :** *Optomécanique ; Optique quantique ; Cavité ; Refroidissement laser*

Placer un objet macroscopique dans son état quantique fondamental est l'un des challenges expérimentaux qui justifient l'essor actuel de l'optomécanique quantique : d'après l'inégalité de Heisenberg, un objet refroidi jusqu'à une température nulle devrait être soumis à des fluctuations résiduelles de position. Pour mettre en évidence ce comportement purement quantique, les senseurs interférométriques de position ultra-sensibles développés depuis une dizaine d'années combinent un résonateur à grand facteur de qualité mécanique et une cavité optique de grande finesse. En tirant parti du couplage optomécanique au sein de ces cavités Fabry-Perot à miroir mobile, il est possible de refroidir optiquement le résonateur [1], *a priori* jusqu'à observer ses fluctuations quantiques de position.

### 1. LE MICRORESONATEUR A TRES HAUT FACTEUR DE QUALITE

Pour atteindre et détecter l'état fondamental d'un système mécanique macroscopique, il faut respecter deux conditions drastiques : la température  $T$  du mode mécanique doit être suffisamment faible pour que l'énergie  $\frac{1}{2} \hbar \Omega_m$  du mode fondamental prédomine sur l'énergie thermique  $\frac{1}{2} k_B T$  (typiquement  $50 \mu\text{K}$  pour une fréquence d'oscillation  $\Omega_m/2\pi$  de 1 MHz) et le dispositif interférométrique doit être suffisamment sensible pour pouvoir observer les fluctuations quantiques de position, attendues à l'échelle de  $10^{-19} \text{m}/\sqrt{\text{Hz}}$  pour un résonateur de masse  $M = 25 \mu\text{g}$  oscillant à 1 MHz avec un facteur de qualité  $Q$  de 2 000. Il faut ainsi combiner cryogénie à dilution à une température de base de 100 mK et des techniques de refroidissement actif telles que le refroidissement laser pour espérer atteindre le régime quantique. Le produit  $QT$  étant conservé lors du processus de refroidissement actif, nous avons conçu un résonateur ayant un facteur de qualité proche de  $2 \cdot 10^6$ , oscillant selon un mode de compression-extension autour de 3.7 MHz. Il s'agit d'un micropilier de 1 mm d'épaisseur et 200  $\mu\text{m}$  de diamètre, isolé de son support par un cadre de découplage et maintenu en son centre par une fine membrane (Cf. Fig. 1). Les caractéristiques

mécaniques ( $\Omega_m$ ,  $Q$ ) ont été mesurées (Cf. Fig. 2) en détectant la réponse mécanique à une excitation piézoélectrique à l'aide d'un interféromètre de Michelson.

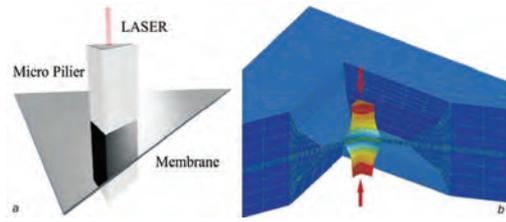


Fig. 1 : Vue d'artiste du micro-pilier (a) et simulation par éléments finis du champ de déplacement du premier mode d'extension-compression (b).

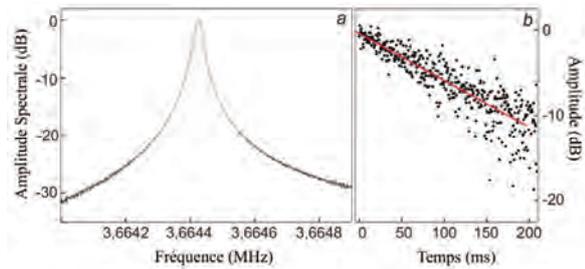


Fig. 2 : Spectre de la réponse mécanique du résonateur autour de sa fréquence de résonance à 3,66 MHz (a) ; signal d'amortissement (technique de *ring-down*) et ajustement linéaire avec un facteur de qualité de  $1,8 \cdot 10^6$  (b).

## 2. LA MICROCAVITE DE HAUTE FINESSE

Dû au faible diamètre du miroir diélectrique déposé au sommet du pilier ( $60 \mu\text{m}$ ), nous avons conçu une cavité à très petit col optique ( $10 \mu\text{m}$ ), susceptible d'être placée dans un cryostat à dilution. Nous avons opté pour une cavité courte ( $400 \mu\text{m}$ ) avec un coupleur d'entrée à très faible rayon de courbure ( $800 \mu\text{m}$ ) fabriqué au laboratoire par photoablation sur une plaque de silice. Un miroir diélectrique à faibles pertes est ensuite déposé à sa surface. Nous avons pu ainsi atteindre des finesses supérieures à  $F = 50\,000$ . Un premier test de mesure réalisé avec une cavité de finesse 130 et un résonateur de facteur de qualité 7 800 a permis l'observation du spectre de bruit thermique du pilier à température ambiante (Cf. Fig. 3).

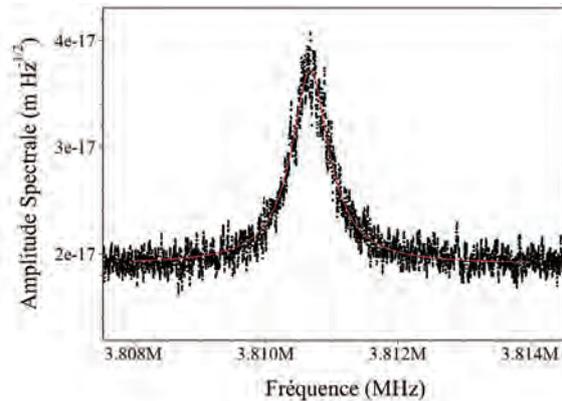


Fig. 3 : Spectre thermique d'un micro-pilier à température ambiante (points). Ajustement (courbe rouge) avec un spectre Lorentzien correspondant aux paramètres mécaniques expérimentaux ( $M = 600 \mu\text{g}$ ,  $Q = 7\,800$  et  $\Omega_m/2\pi = 3.81 \text{ MHz}$ ).

Nous réunissons donc les quatre paramètres clés ( $Q$ ,  $M$ ,  $\Omega_m$ ,  $F$ ) pour optimiser le couplage optomécanique et placer le micro résonateur dans son état quantique fondamental. L'étape suivante sera de placer un tel dispositif, combinant une finesse optique élevée et un grand facteur de qualité mécanique, dans le cryostat à dilution et de pratiquer un refroidissement laser du micropilier. Cela ouvrira alors la voie à l'observation de phénomènes quantiques avec des objets macroscopiques.

Cette étude a été financée en partie par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR), programme blanc N° ANR-07-BLAN-2060 *ARQOMM*, ainsi que par le projet européen FP7 (Specific Targeted Research Project) *MINOS*.

## RÉFÉRENCES

- [1] O. Arcizet *et al.*, "Radiation-pressure cooling and optomechanical instability of a micromirror" *Nature*, vol. 444, 71, 2006.
- [2] M. Bahriz and O. Le Traon, "Module de découplage mécanique d'un résonateur à haut facteur de qualité", *Brevet Français*, N° FR 1002829, Juillet 2010.
- [3] A. Kuhn *et al.*, "An Optomechanical micropillar to reach the Quantum Regime of a macroscopic oscillator", *en preparation*.

**EFFETS DE TEMPERATURE SUR L'INTERACTION CASIMIR-POLDER :  
OBSERVATION EN CHAMP PROCHE ET A L'EQUILIBRE THERMIQUE**

**Athanasios Laliotis, Thierry Passerat de Silans\*, Isabelle Maurin,  
Marie-Pascale Gorza, Philippe Ballin, Martial Ducloy, Daniel Bloch**

*Laboratoire de Physique des Lasers, UMR 7538 du CNRS et de l'Université Paris 13,  
99 Av. J.B. Clément, 93430 Villetaneuse, France*

*\* désormais à : Departamento de Fisica, Universidade Federal de Paraiba, Brésil*

*laliotis@univ-paris13.fr*

**RÉSUMÉ**

Nous présentons des résultats expérimentaux qui montrent pour la première fois une dépendance en température de l'interaction atome-surface (effet Casimir-Polder à la limite du régime van der Waals de champ proche). Nous mesurons par spectroscopie l'interaction entre un atome Cs( $7D_{3/2}$ ) et une surface de saphir. Les résultats, encore préliminaires, sont obtenus pour un vide électromagnétique "chaud" en équilibre thermique avec la surface. L'attraction van der Waals augmente avec la température, en accord satisfaisant avec les prédictions théoriques.

**MOTS-CLEFS:** *Casimir-Polder; interaction atome-surface ; van der Waals ; corps noir*

**1. INTERACTION ATOME-SURFACE ET TEMPERATURE**

L'interaction Casimir-Polder entre atome et surface, et plus généralement l'interaction Casimir (entre deux surfaces), présente un intérêt à la fois fondamental, parce que liée aux fluctuations quantiques du champ du vide, mais aussi technologique (micro- et nano-systèmes). Les calculs usuels de type Casimir sont faits pour une température nulle ( $T = 0$ ), et l'évaluation des effets thermiques est un enjeu considérable pour les tests fondamentaux. En ce qui concerne l'interaction atome-surface, la seule expérience effectuée dans des conditions  $T \neq 0$  est celle, récente, du groupe de E. Cornell [1]. Les effets thermiques y sont notablement exaltés par un déséquilibre thermique entre la surface (600 K) et le champ du vide (300 K), et l'expérience (avec un condensat d'atomes) effectuée à 6-10  $\mu\text{m}$  de la surface. Même à l'équilibre thermique, une dépendance de l'interaction atome-surface est prédite, qui n'avait jusque maintenant jamais été observée. Cette dépendance est rendue plus forte si des couplages atomiques virtuels se trouvent dans le domaine des énergies thermiques (photons "chauds" du vide, ou émissivité thermique de la surface [2,3]).

Quand l'atome est très proche de la surface et que les effets de propagation deviennent négligeables, le potentiel, typique d'une interaction de champ proche (ou électrostatique), se réduit à une attraction de type London-van der Waals (vW), qui prend la forme  $-C_3/z^3$ ,  $z$  étant la distance entre l'atome et la surface. Un niveau atomique suffisamment excité est en général couplé à plusieurs niveaux énergétiques voisins, avec des énergies de transition (infrarouge "thermique") comparable à l'énergie thermique ( $kT = \hbar\omega$ ). Ces transitions virtuelles dans le domaine infrarouge favorisent aussi les résonances dans le couplage entre un atome et un polariton de surface. Ces résonances, susceptibles de rendre répulsive l'interaction vW, ont déjà été étudiées à  $T=0$  [4].

**2. MESURES SPECTROSCOPIQUES DE L'INTERACTION ATOME-SURFACE**

Contrairement aux expériences avec des atomes froids, les méthodes spectroscopiques sont facilement applicables aux atomes excités, de courte durée de vie. Ces méthodes mesurent en principe la différence de déplacement des niveaux énergétiques d'un atome dû à la surface, mais en pratique, les effets du niveau le plus excité sont dominants. La réflexion sélective est particulièrement adaptée car sensible aux atomes lents qui se trouvent à une distance

$\sim \lambda/2\pi \sim 100$  nm de la surface. Une analyse détaillée [4] des spectres obtenus par cette technique spectroscopique permet la mesure du coefficient  $C_3$  de l'interaction vW.

Les effets de la température sur l'interaction dépendent fortement du choix de l'atome et du diélectrique. Avec la fluorine ( $\text{CaF}_2$ ), dont les résonances des surface se trouvent dans l'infrarouge lointain ( $24\mu\text{m}$ , soit  $T \sim 600$  K), on espère de très importants effets de la température pour  $\text{Cs}(8P_{1/2})$ , en raison d'un couplage fort avec le niveau  $7D_{3/2}$  à  $29\mu\text{m}$ . L'analyse de mesures systématiques de réflexion sélective sur l'interaction  $\text{Cs}(8P)$ - $\text{CaF}_2$  a en fait montré un désaccord important [5] avec les prédictions théoriques [3,6], attribué à une dégradation de la surface, très fragile, de  $\text{CaF}_2$ .

Nous avons alors entrepris une nouvelle série de mesures, avec cette fois une fenêtre de saphir et sur  $\text{Cs}(7D_{3/2})$ . Le saphir, plus robuste que  $\text{CaF}_2$ , permet des températures bien plus élevées ( $\leq 1000$  K), mais ses résonances sont situées à  $\sim 12.1\mu\text{m}$  (soit  $\sim 1200$  K). Les effets du couplage entre atome et polariton de surface, moins prononcés pour ce système aux températures considérées ( $7D_{3/2} \rightarrow 5F_{5/2}$  est à  $10.8\mu\text{m}$ ), s'ajoutent aux effets non résonnants. On obtient ainsi une croissance du coefficient d'attraction  $C_3$ , mesurable avec la sensibilité de l'expérience (fig.1), et comparable aux prédictions théoriques.

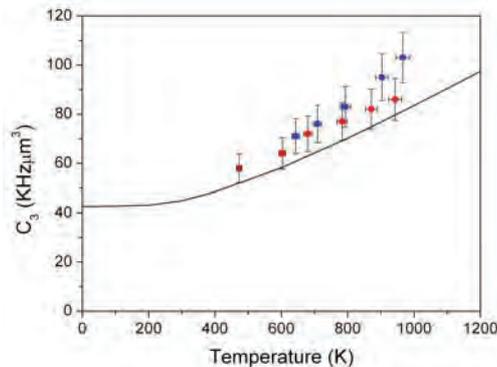


Fig. 1 : Effets de la température sur le coefficient  $C_3$ . La courbe noire représente les prédictions théoriques.

### 3. PERSPECTIVES

Nous comptons poursuivre cette première observation avec une nouvelle fenêtre de saphir dont la qualité de surface – et les modes- soit mieux contrôlée ("superpolie" par un recuit), et explorer des températures plus élevées ( $\leq 1300\text{K}$ ). Nous visons aussi, avec un laser à  $455$  nm, une expérience sur  $\text{Cs}(7P)$ , qui bénéficie d'un couplage fort (à  $12,15 \mu\text{m}$ ) avec la surface du saphir.

### RÉFÉRENCES

- [1] J. Obrecht *et al.*, "Measurement of the Temperature Dependence of the Casimir-Polder Force" *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 0632201 (2007)
- [2] G. Dutier *et al.*, "Coupling of atoms, surfaces and fields in dielectric nanocavities" "*Laser Spectroscopy. Proceedings of the XVI International Conference.*" P. Hannaford *et al.* eds., pp.277-284, World Scientific, Singapore, 2004
- [3] M. P. Gorza and M. Ducloy, "van der Waals interactions between atoms and dispersive surfaces at finite temperature", *Eur. Phys. J. D* **40**, 343 (2006)
- [4] H. Failache *et al.*, "Resonant van der Waals Repulsion between Excited Cs Atoms and Sapphire Surface" *PRL*, **83**, 5467 (1999), and "Resonant coupling in the van der Waals interaction between an excited alkali atom and a dielectric surface: an experimental study via stepwise selective reflection spectroscopy" *Eur. Phys. J. D*, **23**, 237 (2003)
- [5] T. Passerat de Silans, thèse de l'Université Paris13 et de l'Universidade Federal de Paraiba, juin 2009.
- [6] T. Passerat de Silans *et al.*, "Temperature dependence of the dielectric permittivity of  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$  and  $\text{Al}_2\text{O}_3$  : application to the prediction of a temperature-dependent van der Waals surface interaction exerted onto a neighbouring  $\text{Cs}(8P_{3/2})$  atom", *J Phys.: Condens. Matter* **21**, 255902 (2009)

## IMAGERIE PAR GENERATION DE SECOND HARMONIQUE RESOLUE EN POLARISATION DE TISSUS BIOLOGIQUES ANISOTROPES

Gaël Latour, Ivan Gusachenko, Marie-Claire Schanne-Klein

Laboratoire d'Optique et Biosciences, Ecole Polytechnique, UMR CNRS 7645, U696 Inserm, 91128  
Palaiseau, France

marie-claire.schanne-klein@polytechnique.edu

### RÉSUMÉ

La microscopie par génération de second harmonique (SHG) permet d'imager de manière sensible et reproductible les fibrilles de collagène qui composent l'architecture tridimensionnelle de nombreux organes (peau, artères, cornée, tendon, os, cartilage...). Nous avons développé une imagerie SHG résolue en polarisation afin de mesurer les principales composantes tensorielles de la réponse non-linéaire du collagène et d'accéder ainsi à l'orientation des fibrilles et à leur dispersion d'orientation dans le volume focal. Nos mesures sur le tendon ont cependant mis en évidence une distorsion des diagrammes de polarisation SHG liée aux effets de diatténuation et de biréfringence lors de la propagation de l'excitation dans ce tissu fortement anisotrope. Nous avons développé un modèle qui rend compte de ces effets et permet leur correction lors de mesures dans des tissus biologiques épais. Cette méthodologie nous a alors permis de déterminer l'orientation des domaines fibrillaires dans la cornée.

**MOTS-CLEFS :** *optique non-linéaire ; imagerie tridimensionnelle ; tissus biologiques ; polarimétrie.*

### 1. INTRODUCTION

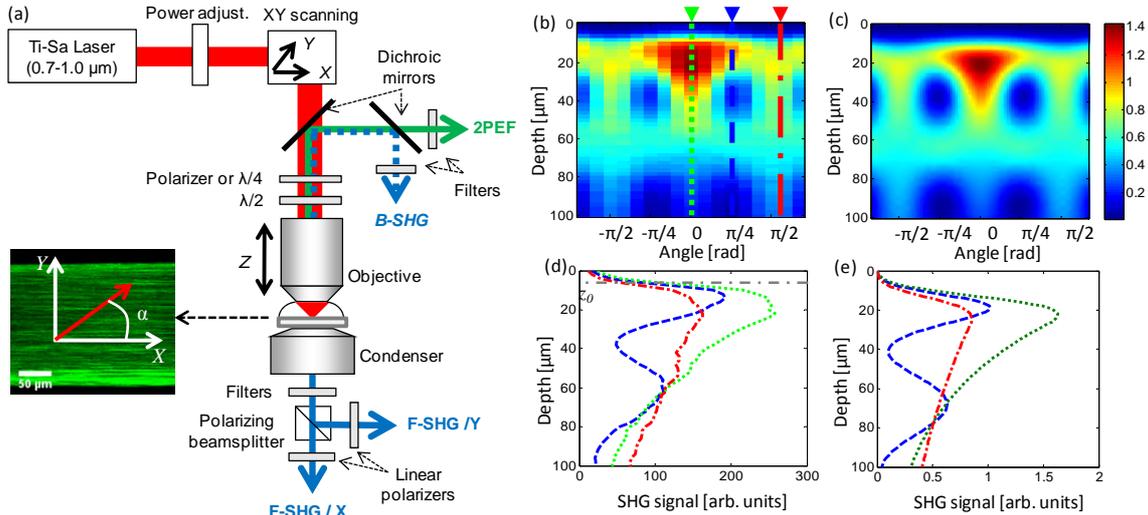
La microscopie par génération de second harmonique (SHG) constitue une technique d'imagerie spécifique du collagène fibrillaire. Comme les autres microscopies optiques non-linéaires, elle se caractérise par une résolution tri-dimensionnelle (3D) intrinsèque très robuste en milieu diffusant. Elle présente de plus un excellent contraste lié à la dépendance quadratique du signal SHG sur la densité de molécules ou de fibrilles alignées dans le plan focal [1]. La microscopie SHG permet ainsi d'imager l'architecture 3D du collagène fibrillaire dans les tissus biologiques, sans marquage et avec une bonne sensibilité. Ceci fournit aux biologistes un outil essentiel pour étudier les organes constitués majoritairement de collagène (peau, cornée, tendons, os...) et pour caractériser les remodelages tissulaires consécutifs à une grande variété de lésions [2].

Nous avons résolu en polarisation les signaux SHG afin d'accéder à l'orientation des fibrilles et à leur dispersion orientationnelle dans le volume focal. Nous allons montrer dans la suite que les diagrammes de polarisation SHG sont fortement déformés par les effets de diatténuation et de biréfringence lors de la propagation de l'excitation laser dans le tissu biologique et qu'il est nécessaire de modéliser et de corriger ces effets pour réaliser des mesures fiables en profondeur [3].

### 2. IMAGERIE SHG POLARIMETRIQUE DU COLLAGENE

Nous avons mis en place un microscope SHG polarimétrique qui permet à la fois d'ajuster la polarisation incidente grâce à des lames d'onde et d'analyser le signal SHG sur deux canaux de polarisation (cf fig. 1.a). Nous avons caractérisé ce dispositif sur des tendons de queue de rat et observé des distorsions des diagrammes de polarisation par rapport à ceux attendus en considérant que les fibrilles de collagène présentent une symétrie  $C_{\infty}$ . Pour interpréter ces résultats, nous avons développé un modèle tenant compte de la diatténuation et de la biréfringence lors de la propagation de l'excitation dans le tissu qui peut être considéré comme un système optique uniaxe. Nous avons aussi considéré que l'état de polarisation du signal SHG peut être modifié par diffusion dans le tissu.

Nous avons ainsi obtenu un excellent accord avec les images SHG résolues en polarisation à différentes profondeurs dans le tendon (cf fig. 1.b à e). En particulier, les franges observées sur le profil de profondeur à une excitation à  $45^\circ$  de l'axe du tendon sont liées à la biréfringence du tissu. Nous avons aussi mis en évidence une décroissance artificielle du coefficient  $\rho = \chi_{xxx}/\chi_{yyy}$  en profondeur à cause de la diatténuation de l'excitation. Nous en avons déduit une méthode de traitement des images SHG polarimétriques afin d'extraire de manière fiable à la fois la biréfringence et le rapport  $\rho = \chi_{xxx}/\chi_{yyy}$  des principales composantes tensorielles de la réponse SHG.



**Figure 1** : Imagerie SHG résolue en polarisation du tendon. (a) Dispositif expérimental et image SHG d'un tendon. (b, d) Résultats expérimentaux et (c, e) modélisations : (b, c) signal SHG en fonction de la profondeur dans le tissu et de l'angle entre la polarisation de l'excitation et l'axe du tendon ; (d, e) profils d'intensité SHG en fonction de la profondeur pour des angles de  $0$ ,  $\pi/4$  et  $\pi/2$ .

### 3. CONCLUSION

Notre étude montre que les effets d'anisotropie linéaire déforment significativement les images SHG polarimétriques, mais qu'il est possible d'accéder à des informations sur le tenseur de susceptibilité dans le volume focal par une méthodologie appropriée. Nous avons alors utilisé notre microscope SHG résolu en polarisation pour visualiser la microstructure lamellaire de cornées humaines intactes [4]. Nous avons montré que l'orientation des structures micrométriques observées dans les images détectées vers l'avant correspond bien à l'orientation des fibrilles de taille nanométrique dans les lamelles de collagène. Ces travaux peuvent se généraliser à d'autres tissus pour sonder l'organisation des fibrilles de collagène à l'échelle sub-micrométrique.

### REMERCIEMENTS

Cette étude a bénéficié de financements du Triangle de la Physique et de la Fondation de France.

### RÉFÉRENCES

- [1] A. Deniset-Besseau, P. De Sa Peixoto, G. Mosser and M.-C. Schanne-Klein, "Nonlinear optical imaging of lyotropic cholesteric liquid crystals", *Opt. Express*, vol. 18, 1113-1121, 2010
- [2] M. Strupler, M. Hernest, C. Fligny, J.-L. Martin, P.-L. Tharaux and M.-C. Schanne-Klein, "Second Harmonic Microscopy to Quantify Renal Interstitial Fibrosis and Arterial Remodeling", *J. Biomed. Optics*, vol. 13, 054041, 2008
- [3] I. Gusachenko, G. Latour and M.-C. Schanne-Klein, "Polarization-resolved Second Harmonic microscopy in anisotropic thick tissues", *Opt. Express*, vol. 18, 19339-19352, 2010
- [4] F. Aptel, N. Olivier, A. Deniset-Besseau, J.-M. Legeais, K. Plamann, M.-C. Schanne-Klein and E. Beaurepaire, "Multimodal nonlinear imaging of the human cornea", *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.*, vol. 51, 2459-2465, 2010

# REALISATION D'UN GRAVIMETRE ATOMIQUE ABSOLU MINIATURE

**J. Lautier<sup>1</sup>, B. Battelier<sup>2</sup>, P. Bouyer<sup>2</sup>, A. Landragin<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS, UMPC, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris

<sup>2</sup> Laboratoire Photonique, Numérique et Nano-science, CNRS, IOGS, Université Bordeaux 1, Bâtiment A30, 351 cours de la Libération 33405 TALENCE Cedex

jean.lautier@obspm.fr

## RÉSUMÉ

Nous présentons le développement d'un gravimètre atomique absolu portable réalisé dans le cadre de la collaboration MiniAtom entre les laboratoires Charles Fabry de l'Institut d'Optique et LNE-SYRTE de l'Observatoire de Paris et les sociétés IXSEA, KLOE, Thalès et III-V Lab. Ce projet a pour enjeu principal de démontrer la possibilité, pour les interféromètres atomiques, de dépasser les limites actuelles des capteurs inertiels fondés sur des technologies standard (mécaniques et optiques) pour des applications de terrain tout en réduisant significativement la complexité et l'encombrement expérimental des systèmes à atomes froids.

**MOTS-CLEFS :** *Atomes froids, interférométrie atomique, capteurs inertiels*

## 1. INTRODUCTION

Les applications de la gravimétrie à la navigation, la géophysique requièrent des mesures de terrain, ce qui nécessite des instruments toujours plus performants, plus fiables et transportables. Au cours de ces dernières années, les techniques de refroidissement par laser et de manipulation de paquets d'onde atomiques ont donné naissance à une nouvelle génération de senseurs inertiels utilisant l'interférométrie atomique qui permettent aujourd'hui d'atteindre les performances de l'état de l'art en termes d'exactitude et de stabilité [1]. Un des enjeux est de rendre ces capteurs plus compacts et plus robustes aux conditions d'utilisation de terrain. Nous décrivons ici le design et la conception d'un interféromètre atomique mesurant le déphasage qu'imprime l'accélération de la pesanteur sur les fonctions d'onde d'atomes de Rb<sup>87</sup> en chute libre. L'architecture innovante du système, utilisant une pyramide creuse [2], nous permet de n'utiliser qu'un seul faisceau laser (au lieu de neuf habituellement) pour réaliser l'ensemble des fonctions de piégeage, d'interférométrie et de détection.

## 2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Une fois chargés dans un piège magnéto-optique (MOT), au centre de la pyramide creuse, les atomes de Rubidium sont refroidis jusqu'à 2 $\mu$ K dans une mélasse optique. Le nuage est ensuite lâché en chute libre. On réalise une sélection micro-onde du sous-niveau magnétique  $M_F = 0$ . Enfin, lorsque le nuage sort de la pyramide, il ne voit plus que les deux faisceaux verticaux, qui peuvent alors être utilisés pour l'interféromètre en réalisant des transitions Raman stimulées [3]. Un cycle de mesure s'achève par une phase de détection de fluorescence à l'aide de ces deux mêmes faisceaux verticaux contra-propageants. La réduction du volume de la «tête de senseur» de l'interféromètre est de l'ordre d'un facteur 100 pour atteindre environ 2 litres. Une simplification similaire apparaît sur le banc laser utilisé pour le refroidissement et la manipulation des paquets d'ondes atomiques.



**FIG. 1. a)** (gauche) Schéma de principe du gravimètre compact. Les atomes sont piégés dans la pyramide avant de tomber sous l'effet de la gravité. L'interféromètre est alors réalisé à l'aide des faisceaux montant et descendant, rétro-réfléchi par la pyramide. **b)** (droite) Image 3D de la tête de senseur en construction.

### 3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La conception de la tête de senseur est fondée sur un concept original utilisant une pyramide creuse (Fig.1.a) permettant de réaliser l'ensemble des fonctions de l'interféromètre à l'aide d'un seul faisceau laser. Par comparaison, un gravimètre atomique absolu utilise neuf faisceaux lasers séparés et issus de cinq sources lasers indépendantes. Cette nouvelle configuration a été démontrée avec succès [2]. Le piégeage dans le MOT est réalisé à partir d'une vapeur de Rb; la chambre à vide est enfermée dans un blindage magnétique et l'ensemble de la tête de senseur est mécaniquement solidaire d'un sismomètre afin de rejeter au mieux les vibrations du sol (Fig.1.b).

La simplicité et la compacité du système laser (tenant dans un cube de 70 cm de coté environ, le tout fibré) sont une conséquence directe de l'utilisation d'un faisceau laser unique. On met ici à profit la fiabilité et la stabilité d'un laser Télécom à 1560 nm doublé et la disponibilité de nombreux composants fibrés permettant de générer l'ensemble des fréquences optiques nécessaires [4]. Cette architecture permet en outre de réduire considérablement les puissances optique et électrique nécessaires.

### CONCLUSION

Les deux sous-ensembles du gravimètre sont réunis et le montage est en cours. Nous allons commencer l'étude et l'optimisation de la source laser, pour poursuivre sur l'examen de l'interféromètre. Nous nous intéresserons particulièrement aux choix techniques qu'imposent la physique spécifique du montage expérimental et qui permettent sa simplification : pression de vapeur, réflecteur pyramidal... Les premières franges d'interférence devraient être observées d'ici peu et des mesures de terrain suivront rapidement.

### REFERENCES

- [1] F. Pereira Dos Santos, A. Landragin, "Getting the measure of atom interferometry", Physics World, November 2007, 32-37, (2007)
- [2] Q. Bordart, S. Merlet, N. Malossi, F. Pereira dos Santos, P. Bouyer, and A. Landragin, "A cold atom pyramidal gravimeter with a single laser beam", Applied Physics Letters 96, 134101 (2010)
- [3] M. Kasevich and S. Chu, „Atomic interferometry using stimulated raman transitions“, Phys. Rev. Lett. 67, 181, 1991
- [4] G. Stern, B. Battelier, R. Geiger, G. Varoquaux, A. Villing, F. Moron, O. Carraz, N. Zahzam, Y. Bidet, O. Chaibi, F. Pereira Dos Santos, A. Bresson, A. Landragin, and P. Bouyer, "Light-pulse atom interferometry in microgravity", Eur. Phys. J. D 53, 353–357 (2009)

## CONVERTISSEUR RAMAN ÉMETTANT DANS LE ORANGE SUR LE SECOND ORDRE STOKES DU TOLUÈNE

Sylvie Lebrun, Christelle Buy, Philippe Delaye, Robert Frey, Gilles Pauliat

<sup>1</sup> *Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, Campus Polytechnique, RD 128, 91127 Palaiseau cedex, France*

sylvie.lebrun@u-psud.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons un convertisseur Raman émettant à 595 nm réalisé à partir d'une fibre de 80 cm de long guidant par bande interdite photonique et remplie d'un mélange de toluène et de méthanol. L'efficacité de conversion interne de la pompe vers le second ordre Stokes du toluène est de 42%.

**MOTS-CLEFS :** *diffusion Raman stimulée, fibre à bande interdite photonique*

### 1. INTRODUCTION

Dans le domaine de la biophotonique il existe un nombre de plus en plus important de marqueurs fluorescents nécessitant de nouveaux lasers émettant dans le visible pour les exciter. Afin de répondre à cette demande, le spectre visible doit souvent être échantillonné avec plusieurs lasers différents. La solution que nous proposons est de réaliser un convertisseur Raman pouvant décaler une longueur d'onde vers une longueur d'onde « cible ». Le convertisseur est une fibre à cristal photonique à cœur creux (HC-PCF) entièrement remplie d'un liquide Raman et pompée par un microlaser émettant à une longueur d'onde fixe. L'avantage est de pouvoir changer facilement de longueur d'onde en changeant uniquement le convertisseur. Dans une précédente étude, nous avons démontré que le contrôle de la bande de transmission d'une HC-PCF par l'indice du liquide remplissant les trous de la fibre permet de stopper la cascade Raman au premier ordre Stokes du liquide (qui était de l'éthanol pur [1]). Grâce à cette technique, nous avons réalisé un convertisseur Raman de 532 nm vers 630 nm avec une efficacité de conversion de 67% [2]. Nous décrivons ici la réalisation d'un convertisseur Raman émettant à 595 nm. Nous démontrons que nous pouvons stopper la cascade Raman à un ordre souhaité en réalisant un convertisseur Raman émettant sur le second ordre Stokes du toluène à 595 nm avec une efficacité de conversion de 42%. Nous décrivons tout d'abord le montage expérimental puis présentons les résultats obtenus.

### 2. MONTAGE EXPERIMENTAL

La source de pompe émet à 532 nm. Nous souhaitons décaler cette longueur d'onde à 595 nm en utilisant un liquide Raman. Ceci correspond au second ordre Stokes d'un milieu ayant un décalage Raman d'environ  $1000 \text{ cm}^{-1}$ , qui est typiquement le décalage Raman des composés aromatiques. Parmi eux, nous avons choisi d'utiliser le toluène. La fibre HC-PCF est une fibre commerciale de 80 cm de long dont la bande de transmission est située autour de 1550 nm. Afin de décaler cette bande de transmission autour de 595 nm, la fibre doit être remplie avec un liquide d'indice de 1,42. L'indice de réfraction du toluène étant de 1,49, nous l'avons mélangé dans les bonnes proportions avec du méthanol dont l'indice est de 1,33. La fibre est remplie selon le procédé décrit dans [1]. Le spectre transmis par la fibre remplie du mélange est mesuré à l'aide d'une source supercontinue en fig. 1. Les raies de la pompe à 532 nm, du premier ordre Stokes à 561 nm et du second ordre Stokes à 595 nm sont bien dans la bande de transmission, tandis que le troisième ordre Stokes à 632 nm est sur le bord de la bande et ne pourra donc pas être généré efficacement. La source de pompe délivre des impulsions de 560 ps à 532 nm et sa puissance moyenne maximale est de  $953 \mu\text{W}$ .

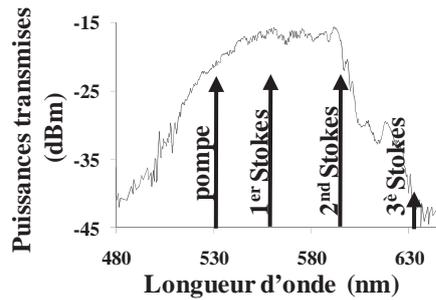


Figure 1. Bande de transmission de la fibre HC-PCF remplie de toluène et de méthanol.

### 3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons mesuré les puissances transmises des différentes raies à 532 nm, 561 nm et 595 nm en fonction de la puissance de pompe incidente à 532 nm (fig. 2). Le premier ordre Stokes à 561 nm apparaît pour une puissance de pompe incidente de 123  $\mu\text{W}$ . La puissance de pompe transmise sature alors et le premier ordre Stokes croît jusqu'à 67  $\mu\text{W}$ . Le second ordre Stokes à 595 nm apparaît pour une puissance de pompe incidente de 360  $\mu\text{W}$  tandis que le premier ordre Stokes sature puis il croît sans saturation jusqu'à 107  $\mu\text{W}$  à la puissance maximale de pompe de 953  $\mu\text{W}$ . En estimant l'efficacité d'injection de la pompe dans la fibre à 28%, l'efficacité de conversion de la pompe injectée vers le second ordre Stokes est de 42%. Nous avons montré dans [2] que l'efficacité de conversion du générateur Raman est limitée par l'allure temporelle gaussienne de l'impulsion de pompe et qu'une forme carrée donnerait une meilleure efficacité de conversion.

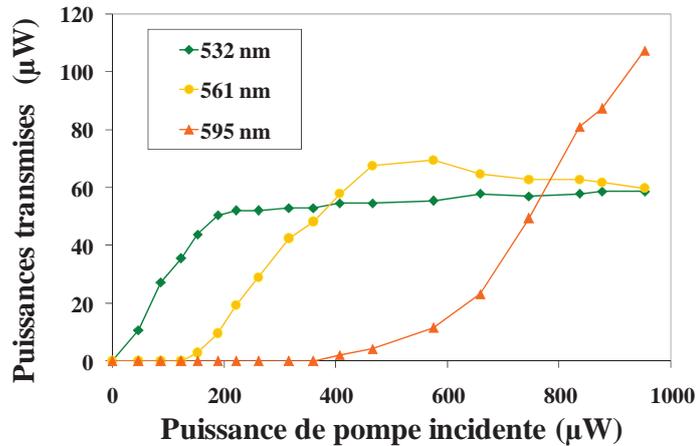


Figure 2. Puissances transmises de la pompe à 532 nm (diamants), du 1<sup>er</sup> ordre Stokes à 561 nm (ronds) et du 2<sup>nd</sup> ordre Stokes à 595 nm (triangles) en fonction de la puissance de pompe incidente.

### CONCLUSION

Nous avons présenté un convertisseur Raman efficace réalisé à partir d'une fibre HC-PCF remplie d'un mélange de liquides émettant à 595 nm sur le second ordre Stokes du toluène. Cette démonstration ouvre la voie à la réalisation de nouvelles sources Raman émettant à des longueurs d'onde « à la demande » pour des applications en biophotonique.

### REFERENCES

- [1] S. Lebrun et al., Opt. Lett. 32, pp. 337-339 (2007).
- [2] S. Lebrun et al., Vol. 19 (1) JNOPM (2010).

# OBSERVATION D'UNE NOUVELLE PHASE GEOMETRIQUE PAR INTERFEROMETRIE ATOMIQUE

S. Lepoutre, J. Gillot, G. Tréneç, A. Gauguet, M. Büchner et J. Vigué

Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité-IRSAMC, Université de Toulouse UPS-CNRS UMR 5589,  
Toulouse, France

matthias.buchner@irsamc.ups-tlse.fr

## RÉSUMÉ

En utilisant un interféromètre atomique à bras séparés, une nouvelle phase géométrique a été mise en évidence. Cette phase, prédite par la théorie en 1993, mais jamais observée jusqu'à maintenant, apparaît lorsque un atome polarisable électriquement se propage dans un champ magnétique. En appliquant des champs électriques et magnétiques, nous avons pu observer un déphasage et nous l'avons relié à cette nouvelle phase géométrique.

**MOTS-CLEFS :** *optique atomique, interféromètre atomique, phases géométriques*

## 1. INTRODUCTION

Dans l'univers quantique la propagation d'une particule peut être modifiée en l'absence de forces. Ces effets, dits géométriques, résultent d'une forme particulière du potentiel d'interaction ne donnant pas lieu à des forces conservatives. L'exemple le plus connu est l'effet Aharonov-Bohm [1] mesuré à l'aide d'un interféromètre électronique. Dans la situation imaginée par Y. Aharonov et D. Bohm un champ magnétique ne passant pas par les trajectoires classiques d'électrons - ils ne sont donc pas soumis à la force de Lorentz - crée un déphasage proportionnel au flux de champs magnétique à travers l'interféromètre. Cette phase est le premier membre de la famille des phases géométriques en physique [2]. Il existe deux autres effets, étroitement reliés à l'effet Aharonov-Bohm, les effets Aharonov-Casher [3] et He-Mc-Kellar-Wilkens (HMW) [4, 5]. Le premier se produit lorsque un dipôle magnétique se propage dans un champ électrique  $\mathbf{E}$ , tant dis que l'effet HMW induit une phase géométrique lors que un dipôle électrique transverse un champ magnétique  $\mathbf{B}$ . La phase reliée à l'effet Aharonov-Casher a été détectée dans plusieurs expériences, mais la phase HMW, prédit en 1993, n'a jamais été observée jusqu'à présent.

Cette phase est donnée par l'expression suivante :

$$\phi_{E,B} = -4\pi\epsilon_0\alpha \oint \mathbf{E} \cdot \frac{(\mathbf{v} \times \mathbf{B})ds}{\hbar v} \quad (1)$$

avec  $\alpha$  la polarisabilité électrique et  $\mathbf{v}$  la vitesse de l'atome.

## 2. EXPÉRIENCE ET RÉSULTATS

En utilisant notre interféromètre atomique à géométrie Mach-Zehnder [6], nous avons mis en place une expérience pour détecter la phase HMW. Notre interféromètre utilise un jet thermique d'atomes de lithium et la diffraction par laser dans le régime de Bragg. Cet appareil produit des signaux interférométriques de haute qualité et possède une sensibilité remarquable de  $15 \text{ mrad}/\sqrt{Hz}$ . La séparation spatiale des deux bras de l'interféromètre est de  $100 \mu\text{m}$ , ce qu'il est suffisant pour introduire une feuille d'aluminium tendue ("septum") entre ces deux bras. Cette feuille sert comme électrode commune d'un double condensateur avec lequel des champs électriques opposés de  $E \approx \pm 0.5 \text{ MV/m}$  sont appliqués aux deux bras. Dans la zone des champs électriques deux bobines produisent un champ magnétique jusqu'à  $B \approx 0.015 \text{ T}$ , homogène dans la zone d'interaction.

Dans notre configuration,  $v$ ,  $E$  et  $B$  sont orthogonaux et la phase HMW est maximale. Ce déphasage se manifeste comme une phase supplémentaire en plus du déphasage reliés au champ électrique et celui

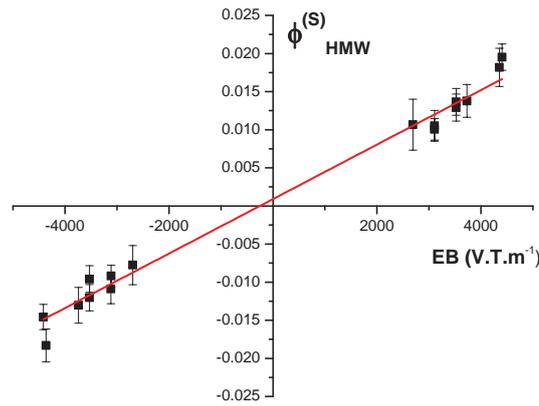


FIGURE 1 :  $\phi_{HMW}^S = (\phi_{E.B} - \phi_{E,-B})/2$  est tracé en fonction du produit  $EB$ . Cette combinaison annule les phases parasites et double le déphasage HMW.

relié au champ magnétique. Nous avons pu observer ce déphasage très faible (une dizaine de milliradians) avec notre interféromètre. Afin d'éliminer des principaux effets parasites induits par des gradients de champs électromagnétiques, nous avons réalisé des mesures différentielles pour différentes configurations de champs magnétique et électrique. Ainsi nous avons mis en évidence un déphasage qui est une fonction linéaire du produit  $EB$  (voir figure 1) qui est en accord avec la phase HMW attendue.

Remerciements : Nous tenons de remercier M. Jacquy et H. Jelassi pour leur participation pendant la phase de préparation, le personnel technique de notre laboratoire et CNRS INP, ANR (grant ANR-05-BLAN-0094) and Région Midi Pyrénées pour leur supports financiers.

#### RÉFÉRENCES

- [1] Y. Aharonov and A. Bohm, "Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory," *Phys. Rev.*, vol. 115, pp. 485–491, 1959.
- [2] A. Shapere and F. Wilczek, *Geometric phases in physics*, W. S. ed. 1989, Ed., 1989.
- [3] Y. Aharonov and A. Casher, "Topological quantum effects for neutral particles," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 53, pp. 319–321, 1984.
- [4] X.-G. He and B. McKellar, "Topological phase due to electric dipole moment and magnetic monopole interaction," *Phys. Rev. A*, vol. 47, pp. 3424–3425, 1993.
- [5] M. Wilkens, "Quantum phase of a moving dipole," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 72, pp. 5–8, 1994.
- [6] A. Miffre, M. Jacquy, M. Büchner, G. Tréneç, and J. Vigué, "Lithium atom interferometer using laser diffraction : description and experiments," *Eur.Phys.J. D*, vol. 33, pp. 99–112, 2005.

**ANALYSE POLARIMETRIQUE ET ORIENTATION DE NANO-EMETTEURS**

**Clotilde Lethiec<sup>1</sup>, Julien Laverdant<sup>1,2</sup>, Henri Vallon<sup>1</sup>, Cherif Belacel<sup>1,3</sup>, Hugo Frederich<sup>1</sup>, Catherine Schwob<sup>1</sup>, Laurent Coolen<sup>1</sup>, Agnès Maître<sup>1</sup>**

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

<sup>2</sup> *Institut Langevin, ESPCI, 10 rue Vauquelin, 75005 Paris*

<sup>3</sup> *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Marcoussis*

agnes.maitre@insp.upmc.fr

**RÉSUMÉ**

La connaissance de la polarisation de la fluorescence émise par un nanoémetteur est cruciale pour optimiser son couplage à une structure photonique. L'anisotropie de polarisation de l'émission d'une collection statistique de dipôles est une signature de la dimensionnalité du dipôle associé au nanoémetteur. Nous proposons par des expériences en polarisation, de mesurer non seulement cette dimensionnalité du dipôle mais aussi l'orientation de l'émetteur par des techniques complémentaires à l'imagerie défocalisée.

**MOTS-CLEFS :** *polarisation, photon unique, nanocristaux, dipôle*

**1. INTRODUCTION**

Un nano-émetteur placé dans une structure photonique ou plasmonique voit son émission modifiée par son environnement. En effet la densité de modes au voisinage de l'émetteur est perturbée par son environnement photonique. L'émission spontanée peut alors être exaltée ou inhibée en fonction de cette densité de modes. En particulier, l'émission d'un nanoémetteur est exaltée lorsqu'elle est couplée à des modes de résonance de structures diélectriques ou plasmoniques. Ces modes étant en général polarisés, cette exaltation ne concernera que les modes qui ont une polarisation adaptée. Pour contrôler la fluorescence de nano-émetteurs, la connaissance de la polarisation de leur émission est donc indispensable.

Un nano-émetteur peut se comporter, du point de vue de son émission (polarisation, diagramme de rayonnement), soit comme un simple dipôle (dipôle 1D ou linéaire), soit comme un double dipôle (dipôle 2D, constitué par deux dipôles incohérent polarisés orthogonalement), soit comme une émission isotrope (dipôle 3D). La polarisation de l'émission dépendra de cette dimensionnalité dipolaire et de l'orientation de l'émetteur.

L'objectif de cette étude consiste, par des mesures polarimétriques non invasives, à déterminer pour une population de nanoémetteurs la dimensionnalité du dipôle et pour chaque émetteur individuel son orientation [1], [2].

**2. DETERMINATION DE LA DIMENSIONNALITE DU DIPOLE**

Dans cette étude, nous considérons 3 types d'émetteurs : des bâtonnets semi-conducteurs de CdSe/CdS, des nanocristaux de CdSe/ZnS et des billes fluorescentes contenant un nombre important de molécules organiques. L'objectif est de disposer ainsi de dipôles 1D, 2D et 3D et de définir les signatures polarimétriques de leur dimensionnalité. Ce travail repose sur une étude statistique, en polarisation de l'émission d'une collection d'émetteurs.

Les émetteurs sont déposés à l'échelle individuelle sur un substrat de verre, ils sont excités par une lampe mercure et observés avec un microscope de fluorescence. Leur émission se situe autour de  $\lambda=600\text{nm}$ . Un polariseur fixe permet de sélectionner sur deux voies distinctes l'émission polarisée

suisant les directions x et y. Dans les deux plans images ainsi constitués, l'émission polarisée des émetteurs est enregistrée par deux caméras CCD.

Pour chaque nanoémetteur,  $I_x$  et  $I_y$  les intensités suivant les deux polarisations sont obtenues par l'analyse des images des caméras.

On définit une anisotropie  $A = \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y}$  pour chaque nanoémetteur.

L'histogramme des anisotropies sur un grand nombre de nano-émetteurs porte la signature de la dimensionnalité du dipôle de l'émetteur. Il se compose d'un pic principal centré en 0 et d'ailes qui peuvent atteindre  $\pm 1$  pour un dipôle linéaire,  $\pm 0.5$  pour un dipôle 2D, tandis que l'anisotropie est toujours égale à 0 pour un émetteur isotrope.

Les expériences en cours visent à mettre en évidence cette anisotropie de polarisation sur l'émission des bâtonnets, des nanocristaux et des billes fluorescentes, afin d'en déduire la dimensionnalité des dipôles associés

### 3. DETERMINATION DE L'ORIENTATION DE L'EMETTEUR

Une fois connue la dimensionnalité des dipôles d'un échantillon, l'orientation de chaque nano-émetteur, conditionne la polarisation de l'émission. Il est possible de déduire l'orientation des nanoémetteurs par une analyse polarimétrique.

Dans le montage précédent une lame demi-onde est rajoutée devant le polariseur afin de faire varier les axes de polarisation d'analyse. Pour un émetteur donné, la mesure de l'anisotropie de polarisation permet de connaître l'orientation de l'émetteur (figure[1]).

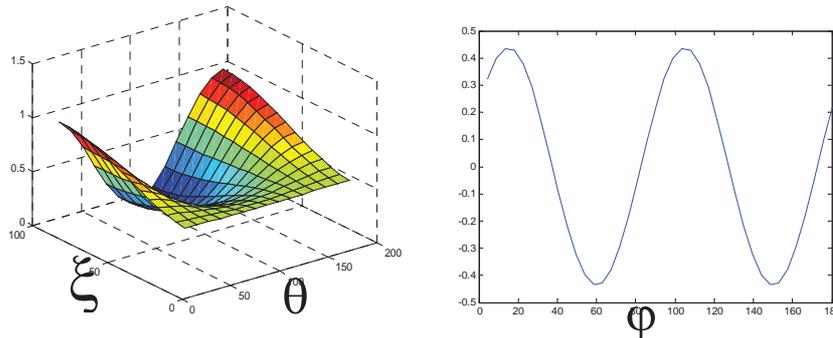


Figure 1 : a) Emission suivant la polarisation X d'un dipole 1D en fonction de son orientation  $\xi$  et  $\theta$  (dans un repère sphérique défini par la normale à l'interface)  
 b) Anisotropie d'un simple dipôle ( $\xi = \pi/4$   $\theta = \pi/6$ ) en fonction de l'angle  $\phi$  de la lame d'onde

Les études expérimentales en cours cherchent à valider ces prévisions théoriques.

### CONCLUSION

L'analyse de l'anisotropie de polarisation de l'émission des nanoparticules permet de connaître la dimensionnalité de leur dipôle puis, à l'échelle individuelle, leur orientation. Ces techniques complémentaires de celles d'imagerie défocalisée [3] sont essentielles pour connaître l'orientation des émetteurs et la polarisation de leur émission dans le but de contrôler leur fluorescence par des structures photoniques.

### RÉFÉRENCES

- [1] J T Fourkas "Rapid determination of three-dimensional orientation of single molecules" OPTICS LETTERS, Vol26 No4, 211-213
- [2] Inhee Chung, Kent T. Shimizu, and Mounqi G.Bawendi "Room temperature measurements of the 3D orientation of single CdSe quantum dots using polarization microscopy", PNAS Vol100 No2, 405-408
- [3] X. Brokmann, M. Ehrensperger, J.P. Hermier, A. Triller and M. Dahan, Orientation imaging and tracking of single CdSe nanocrystals by defocused microscopy, Chem. Phys. Lett. **406**, 210-214 (2005)

## TRANSFERT A TRES HAUTE RESOLUTION D'UNE REFERENCE DE FREQUENCE OPTIQUE SUR LE RESEAU FIBRE DE TELECOMMUNICATION

Olivier Lopez<sup>1</sup>, Bruno Chanteau<sup>1</sup>, Vincent Roncin<sup>1</sup>, Christian Chardonnet<sup>1</sup>, Anne Amy-Klein<sup>1</sup>, Adil Haboucha<sup>2</sup>, Giorgio Santarelli<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique des Lasers, UMR 7538, CNRS, Université Paris 13, 99 Av. Jean-Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse, France

<sup>2</sup> LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, UMR 8630 CNRS-UPMC, 61 Av. de l'Observatoire, 75014 Paris, France

amy@univ-paris13.fr

### RÉSUMÉ

Nous avons démontré le transfert à très bas bruit de phase d'une référence ultra-stable de fréquence sur un lien optique de plus de 300 km réalisé avec des fibres optiques du réseau de télécommunications transportant simultanément les données numériques du trafic Internet. Les performances de résolution sont identiques à celles d'une liaison par fibre optique dédiée : quelques  $10^{-19}$  en valeur relative pour des temps d'intégration de  $10^4$  s. La transmission des données numériques n'a pas été affectée par notre signal.

**MOTS-CLEFS :** *transfert de fréquences, fibre optique, laser ultrastable, métrologie des fréquences*

### 1. INTRODUCTION

La dissémination de références ultra-stables de fréquence entre laboratoires distants est un défi majeur pour une large gamme d'expérience de très haute sensibilité, en métrologie ou en physique fondamentale. En effet, les horloges optiques atteignent actuellement des stabilités de quelques  $10^{-17}$  sur la journée si bien que la comparaison de ces horloges nécessite un transfert de fréquence avec une résolution encore meilleure. Cette comparaison permet de valider les performances métrologiques des horloges, mais aussi de réaliser différents tests de physique fondamentale. Depuis quelques années, plusieurs groupes dont le notre ont développé des liaisons par fibres optiques pour transmettre des références de fréquence. Les derniers développements ont concerné le transfert direct d'une référence optique à  $1,55 \mu\text{m}$ .

### 2. LIAISON PAR FIBRE OPTIQUE DU RÉSEAU RENATER

Un lien optique est constitué d'une fibre optique dans laquelle on injecte un laser stabilisé en fréquence, si bien que le signal transféré est constitué de la phase du laser [1-2]. Une boucle d'asservissement permet de corriger les variations de phase dues aux fluctuations de la longueur optique de la fibre. Cela nécessite que le signal optique circule dans les deux sens sur la même fibre : le signal ayant effectué un aller-retour est comparé avec le signal initial du laser stabilisé et leur différence de phase optique donne directement les fluctuations de phase dues à la propagation aller-retour, qui servent de signal d'erreur pour la boucle de correction.

Nous avons récemment développé un nouveau concept de lien optique qui utilise les fibres du réseau public de télécommunication et non pas des fibres dédiées [3]. Le signal ultrastable est transmis simultanément avec les données numériques du trafic Internet par multiplexage en longueur d'onde : ils se propagent dans la même fibre mais à des fréquences différentes. Nous utilisons le réseau académique national, grâce à une collaboration avec RENATER (Réseau National de télécommunications pour la Technologie l'Enseignement et la Recherche). Dans un lien optique multiplexé, il est toujours nécessaire de corriger le bruit de phase apporté par la propagation si bien que le signal optique ultrastable doit circuler dans les deux sens dans la fibre. Cette propagation bidirectionnelle est incompatible avec les équipements standards de

télécommunication, par exemple les amplificateurs ou les répéteurs, qui doivent être contournés par le signal ultrastable. Nous utilisons pour cela des multiplexeurs bidirectionnels qui permettent de séparer le signal ultrastable de fréquence fixée des autres signaux de fréquences différentes.

Pour la transmission à longue distance, nous avons développé des stations régénératrices qui permettent de filtrer et d'amplifier le signal ultrastable, et de compenser le bruit des deux segments de lien optique qu'elles relient.

### 3. RÉSULTATS ET DEVELOPPEMENTS ACTUELS

Nous avons mis en œuvre un lien optique multiplexé de 300 km composé de deux liens optiques en cascade de 150 km entre le laboratoire LPL (à l'Université Paris 13, Villetaneuse) et Nogent l'Artaud (100 km à l'est de Paris) [4]. Chacun des deux liens optiques contient trois sections de fibres différentes, de longueurs respectives 11 km, 36 km et 103 km, reliant le LPL à Nogent via deux nœuds de télécommunication situés à Aubervilliers et dans Paris. Dans la première et la troisième section, le signal ultrastable est transmis simultanément avec les données numériques du réseau. A Nogent l'Artaud le signal ultra-stable en provenance d'une des fibres est traité dans une station régénératrice et est renvoyé dans l'autre fibre de 150 km jusqu'au LPL. Ainsi les deux extrémités du lien optique sont situées au LPL ce qui permet d'évaluer les performances de stabilité de la transmission.

Les instabilités de fréquence ajoutées par la propagation dans les 300 km de lien optique ont pu être corrigées très efficacement : on obtient une résolution de quelques  $10^{-19}$  en valeur relative sur  $10^4$  s ce qui permet de transférer les meilleures horloges sans dégradation de leurs performances de stabilité. Nous avons vérifié par ailleurs que le transfert des données numériques n'était pas du tout affecté par nos équipements.

Depuis ces premiers résultats, nous avons réalisé plusieurs développements dans le but d'augmenter la longueur et la fiabilité de tels liens optiques multiplexés tout en simplifiant leur mise en œuvre. Nous sommes actuellement en train d'étendre notre réseau vers Reims et Nancy, ce qui nécessite de contourner plusieurs équipements d'amplifications optiques du réseau RENATER. L'objectif à moyen terme est de rejoindre la frontière allemande et de réaliser une interconnexion avec un signal ultrastable provenant des laboratoires allemands. Dans un premier temps, nous souhaitons démontrer un lien optique LPL-Reims-LPL de 540 km sans régénération du signal, puis un lien optique LPL-Reims-Nancy-Reims-LPL de 1100 km avec régénération du signal. Nous projetons également de transférer le signal ultrastable vers plusieurs laboratoires d'Ile de France.

### 4. CONCLUSION

Nous avons démontré une nouvelle technique de lien optique ultrastable qui devrait permettre de relier les laboratoires de métrologie européens et de comparer un très large ensemble d'horloges optiques. De plus, les meilleures références de fréquence développées dans ces laboratoires de métrologie deviennent accessibles à n'importe quel laboratoire, ce qui ouvre le champ à une large gamme d'applications dans le domaine des mesures de très haute sensibilité : mise en réseau d'antennes pour l'astrophysique, mesures de constantes fondamentales ou de leur éventuelle variation dans le temps, tests de liens satellitaires, tests de physique fondamentale, applications géodésiques...

### RÉFÉRENCES

- [1] N. R. Newbury, P. A. Williams, W. C. Swann, "Coherent transfer of an optical carrier over 251 km", *Opt. Lett.*, vol. 32, pp. 3056-3058, 2007.
- [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] F. Kéfélian et al, "High-resolution optical frequency dissemination on a telecommunication network with data traffic", *Opt. Lett.*, vol. 34, pp. 1573-1575, 2009.
- [4] O. Lopez et al, "Cascaded multiplexed optical link on a telecommunication network for frequency dissemination", *Optics Express*, vol. 18, pp. 16849-16857, 2010.

# DYNAMIQUE D'IONS REFROIDIS, CONFINÉS EN PIÈGE MULTIPOLAIRE

**Mathieu Marciante, Caroline Champenois, Gaëtan Hagel, Marie Houssin,  
Olivier Morizot, Jofre Pedregosa-Gutierrez, Martina Knoop**

*Physique des Interactions Ioniques et Moléculaires, UMR CNRS 6633, Université d'Aix-Marseille,  
Centre de St Jérôme, Case C21, F-13397 Marseille cedex 20, France*

[martina.knoop@univ-provence.fr](mailto:martina.knoop@univ-provence.fr)

## RÉSUMÉ

Nous présentons un dispositif expérimental conçu pour piéger de larges échantillons d'ions refroidis par laser, dans un potentiel soit harmonique, soit d'ordre plus élevé. Les critères retenus pour la conception ainsi que les premiers résultats expérimentaux et numériques seront présentés. Les simulations développées en parallèle à l'expérience démontrent une corrélation entre morphologie des cristaux coulombiens et efficacité du refroidissement.

**MOTS-CLEFS :** *piège à ions, multipole, refroidissement laser*

## 1. INTRODUCTION

Le piège radiofréquence (rf) quadrupolaire, de par le potentiel harmonique qu'il génère sur une particule chargée, est un outil privilégié pour les applications qui reposent sur un contrôle très précis des degrés internes et externes de liberté des atomes. Les deux domaines où les pièges quadrupolaires s'illustrent particulièrement sont, pour sa version 3D, la métrologie des fréquences optiques, et pour sa version linéaire, la réalisation de protocoles d'information quantique. Ces applications ont pour point commun de reposer sur le confinement d'un ou de quelques ions, aux points où le champ électrique radiofréquence est nul. Dès que l'on augmente la taille de l'échantillon, le système s'étend sur des zones de confinement où l'amplitude du mouvement forcé par le champ rf n'est plus négligeable et limite les températures atteintes par refroidissement laser ce qui nuit à la précision des mesures spectroscopiques.

Pour les applications où on souhaite piéger un grand nombre d'ions, les pièges multipolaires linéaires offrent une alternative intéressante en produisant une distribution du champ électrique rf plus plate au centre du piège que pour un quadrupole équivalent (voir figure 1), donnant lieu à une zone étendue où le mouvement forcé est tolérable pour des applications telles que l'étude des collisions réactives froides ou la métrologie des fréquences micro-onde. La quasi totalité des expériences en multipoles utilisent le refroidissement des atomes ou molécules d'intérêt par collisions avec un gaz tampon. C'est le cas dans les prototypes d'horloge à ions micro-onde développés par Prestage *et al.* pour la NASA [1]. Celles-ci reposent sur un nuage d'ions mercure confinés dans un piège double qui associe une partie quadrupolaire où a lieu l'excitation optique, et une partie multipolaire, dédiée à l'interaction micro-onde (voir figure 1 pour un schéma de principe). Les densités et températures obtenues dans ces expériences sont telles que l'interaction coulombienne joue un faible rôle dans la dynamique des ions. Ce n'est plus le cas dans les récentes expériences de refroidissements laser d'ions en octupole linéaire, qui ont conduit à l'observation des premiers cristaux de Coulomb en piège multipolaire [2].

## 2. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Dans le cadre de nos études sur le refroidissement laser en piège rf et en amont des études de performance des horloges atomiques micro-onde, nous avons conçu un montage expérimental basé sur un piège double où les ions sont refroidis par laser. L'association de ces deux techniques doit permettre de faire varier la température de l'échantillon sur plusieurs ordres de grandeur et ceci dans deux profils de potentiels confinants différents. L'alignement des deux parties du piège permet de charger l'octupole à partir du quadrupole, où les ions sont créés à partir d'un jet de neutre. Cette géométrie offre l'avantage de pouvoir contrôler les distributions de positions et vitesses initiales lors du chargement de l'octupole et

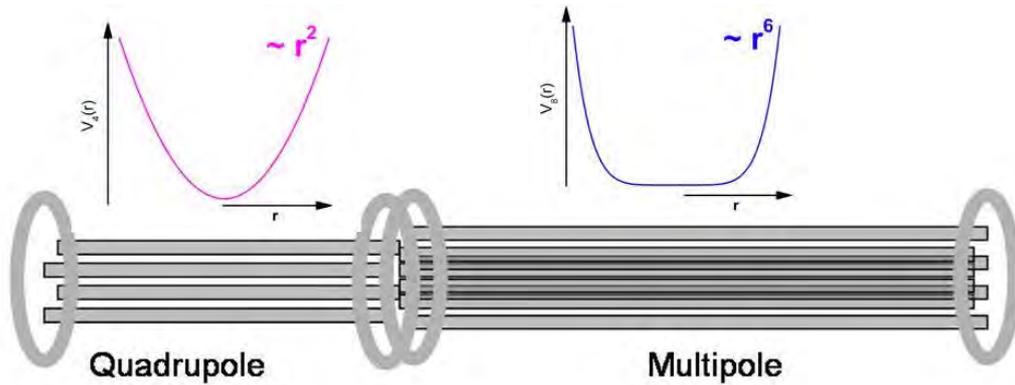


FIGURE 1 : Piège double composé d'une partie quadrupolaire et d'une partie octupolaire, la forme des puits de potentiel de confinement est indiquée dans les courbes situées au-dessus du piège.

de permettre l'étude du transport des ions d'une partie à l'autre du piège, la durée de ce transfert étant un facteur limitant la stabilité des actuelles horloges micro-onde à ions. Enfin, la partie quadrupolaire étant elle-même séparée en deux zones, la création des ions ne provoque pas de dépôt d'atomes neutres dans la zone de refroidissement et d'accumulation du nuage, ce qui garantit des conditions de piégeage reproductibles. Afin de minimiser d'autres perturbations du potentiel de confinement induites dans le piège quadrupolaire par les électrodes DC, nous avons déterminé numériquement le meilleur compromis pour la géométrie de ces électrodes. Cette optimisation du potentiel total vu par les ions est primordiale pour le confinement de nuages très grands et denses. Nous proposons une géométrie fondamentalement simple mais qui offre un écrantage réduit des tensions DC par les barreaux rf et un potentiel de confinement le plus harmonique possible [3]. Les premiers résultats de piégeage et de transport entre les différentes parties du piège seront présentés.

### 3. DYNAMIQUE MOLÉCULAIRE D'IONS REFROIDIS PAR LASER

Pour identifier les paramètres contrôlant l'efficacité du refroidissement laser dans ces systèmes et interpréter les images des structures observées, un code de dynamique moléculaire a été mis au point pour simuler les expériences à nombre d'ions moyens. L'utilisation de ce code a permis d'étudier l'efficacité du couplage coulombien sur la thermalisation d'un nuage, en fonction de sa morphologie [4]. Elle permet aussi d'étudier la stabilité et le refroidissement de certaines structures prévues en piège multipolaire, dont la plus simple, un anneau de quelques ions, est très prometteur pour des applications de spectroscopie de très haute résolution [5].

### RÉFÉRENCES

- [1] J. Prestage and G. Weaver, "Atomic clocks and oscillators for deep-space navigation and radio science," *Proceeding of the IEEE*, vol. 95, no. 11, p. 2235, 2007.
- [2] K. Okada, K. Yasuda, T. Takayanagi, M. Wada, H. A. Schuessler, and S. Ohtani, "Crystallization of  $\text{Ca}^+$  ions in a linear rf octupole ion trap," *Phys. Rev. A*, vol. 75, no. 3, p. 033409, 2007.
- [3] J. Pedregosa, C. Champenois, M. Houssin, and M. Knoop, "Anharmonic contributions in real rf linear quadrupole traps," *Int. J. Mass Spec.*, vol. 290, p. 100, 2010.
- [4] M. Marciante, C. Champenois, A. Calisti, J. Pedregosa-Gutierrez, and M. Knoop, "Ion dynamics in a linear radio-frequency trap with a single cooling laser," *Phys. Rev. A*, vol. 82, no. 3, p. 033406, 2010.
- [5] C. Champenois, M. Marciante, J. Pedregosa-Gutierrez, M. Houssin, M. Knoop, and M. Kajita, "Ion ring in a linear multipole trap for optical frequency metrology," *Phys. Rev. A*, vol. 81, no. 4, p. 043410, 2010.

## GÉNÉRATION ET CARACTÉRISATION DE PEIGNES DE FRÉQUENCE QUANTIQUES MULTIMODES

**Renné Medeiros de Araújo<sup>1</sup>, Olivier Pinel<sup>1</sup>, Pu Jian<sup>1</sup>, Jinxia Feng<sup>2</sup>, Benoît Chalopin<sup>1,3</sup>,  
Claude Fabre<sup>1</sup>, Nicolas Treps<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Laboratoire Kastler Brossel, UPMC – Paris 6, ENS, CNRS, 4 place Jussieu, 75252 Paris, France*

<sup>2</sup> *State Key Laboratory of Quantum Optics and Optictal Quantum Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, Chine (RPC)*

<sup>3</sup> *Max Planck Institute for the Science of Light, Universität Erlangen-Nürnberg, IOIP ;  
Staudtstrasse 7/B2, 91058 Erlangen, Allemagne*

medeiros@spectro.jussieu.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons la première génération expérimentale d'un peigne de fréquence quantique femtoseconde par un OPO pompé synchrone. De plus, en accord avec les prédictions théoriques, nous montrons que celui-ci se comporte comme un ensemble de squeezers indépendants en vérifiant le caractère multimode du peigne généré.

**MOTS-CLEFS :** *peigne de fréquence ; multimode ; OPO ; quantique*

### 1. INTRODUCTION

Les états non-classiques de la lumière sont une ressource essentielle pour le calcul quantique en variables continues [1]. Ils peuvent être générés soit par le mélange de différentes sources de lumière « squeezée » en utilisant des opérations optiques linéaires [2], soit directement dans un dispositif optique multimode [3,4]. Des études théoriques montrent que les Oscillateurs Paramétriques Optiques Pompés Synchrones (d'acronyme anglais SPOPO) – qui correspondent à des OPOs pompés par un train d'impulsions ultrabrèves synchronisées avec le temps d'aller-retour dans la cavité – constituent des dispositifs prometteurs pour la génération de peignes de fréquence non-classiques multimodes, étant donné qu'un SPOPO s'agit d'une cavité optique unique qui se comporte comme un ensemble de squeezers indépendants dans une certaine base appelée la base des « supermodes » [5]. Les supermodes sont des peignes de fréquence optique avec profils de spectre et de phase spécifiques déterminés par l'accord de phase dans le cristal non-linéaire intracavité et les caractéristiques fréquentielles/temporelles de la pompe.

### 2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Tout d'abord, nous avons observé par la première fois la génération d'un peigne de fréquence femtoseconde squeezé à l'aide d'un SPOPO (jusqu'à 1,2 dB de réduction de bruit d'intensité, mesuré par une détection balancée). Les mesures ont été réalisées en dessous du seuil, la cavité étant stabilisée en transmission au maximum de désamplification du signal.

Nous avons, ensuite, réalisé une étude des corrélations du bruit d'intensité entre différentes régions du spectre du peigne pour mettre en évidence son caractère multimode. En effet, une telle étude permet de construire une matrice de covariance dont les vecteurs propres sont directement liés aux supermodes et les valeurs propres donnent la quantité de squeezing sur chaque mode [6].

Pour un peigne de fréquence expérimental squeezé de 0,7 dB en intensité, l'analyse des corrélations du bruit a donné les résultats de la figure 1, qui constitue la réussite la plus importante de ce travail : la révélation expérimentale du caractère multimode intrinsèque du peigne sortant du SPOPO.

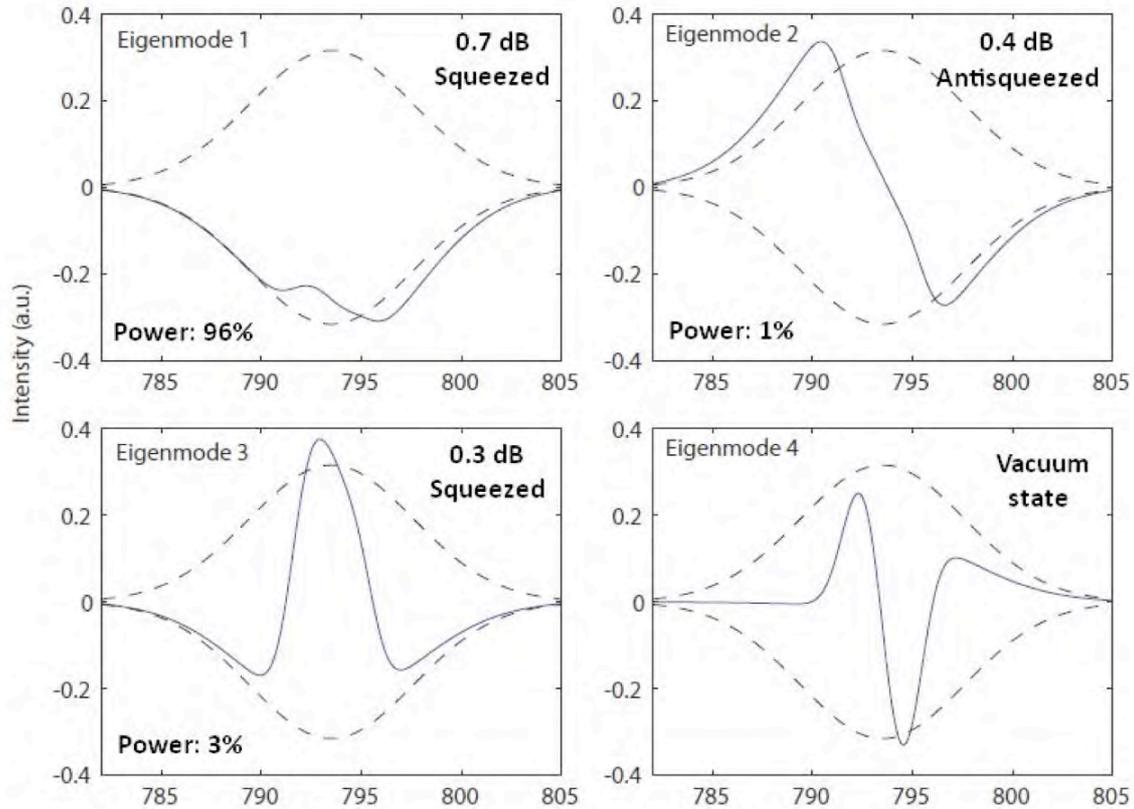


Fig. 1 : Résultats expérimentaux : décomposition modal du peigne de sortie du SPOPO. Les traits continus correspondent aux profils de longueur d'onde des modes propres en lesquels le faisceau de sortie est décomposé ; les traits en pointillés représentent le mode du champ moyen. Les bruits d'intensité du premier et du troisième mode propre ont été réduits au delà de la limite quantique standard (états comprimés), tandis que le deuxième mode propre est anti-comprimé.

### CONCLUSION

Ce type d'expérience permet en principe la production d'une énorme variété de superpositions de peignes de fréquence non-classiques. En effet, si l'on façonne les impulsions pompe, on peut changer les profils des supermodes et, si l'on façonne les impulsions signal, on est capable à choisir, sous certaines contraintes, le niveau de compression de bruit et l'intensité dans chaque mode, ce qui sera fait dans la prochaine génération de l'expérience. De cette façon, un SPOPO en dessous du seuil est un outil très prometteur pour la génération et façonnage d'états quantiques multimodes de la lumière dans le régime des variables continues.

### RÉFÉRENCES

- [1] S. Lloyd and S.L. Braunstein, Phys. Rev. Lett. **82**, 1784 (1999).
- [2] J.L. O'Brien, A. Furusawa and J. Vuckovic, Nature Photonics **3**, 687 (2009).
- [3] B. Chalopin, F. Scazza, C. Fabre and N. Treps, Physical Review A **81**, 61804 (2010).
- [4] J. Janousek et al., Nature Photonics **3**, 399 (2009).
- [5] G. Patera, N. Treps, C. Fabre and G.J. De Valcarcel, The European Physical Journal D **56**, 123 (2009).
- [6] T. Opatrny, N. Korolkova and G. Leuchs, Phys. Rev. A **66**, 53813 (2002).

## INTERFEROMETRIE ATOMIQUE AEROPORTEE : VERS UN TEST DU PRINCIPE D'EQUIVALENCE

Vincent Ménoret<sup>1</sup>, Remi Geiger<sup>1,4</sup>, Guillaume Stern<sup>1,4</sup>, Nassim Zahzam<sup>3</sup>, Alexandre Bresson<sup>3</sup>, Arnaud Landragin<sup>2</sup>, Philippe Bouyer<sup>1,5</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS et Université Paris Sud, RD 128, 91127 Palaiseau, France

<sup>2</sup> LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS et UPMC, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

<sup>3</sup> ONERA, Chemin de la Hunière, 91761 Palaiseau, France

<sup>4</sup> CNES, 18 avenue Edouard Belin, 31401 Toulouse, France

<sup>5</sup> Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences, Université Bordeaux I, IOGS et CNRS, 351 Cours de la Libération, 33405 Talence, France

vincent.menoret@institutoptique.fr

### RÉSUMÉ

La haute précision des senseurs inertiels à atomes froids permet d'envisager des applications embarquées. Nous avons fait fonctionner un accéléromètre atomique à bord d'un avion effectuant des vols paraboliques, à la fois pendant les phases de gravité standard (1g) et d'apesanteur (0g). Nous avons mis au point une technique de rejection des vibrations basée sur la combinaison de l'interféromètre atomique et d'un senseur classique. A terme, l'objectif de l'expérience est d'effectuer un test du principe d'universalité de la chute libre.

**MOTS-CLEFS :** *Interférométrie atomique ; Source Laser ; Senseur Inertiel; Principe d'Equivalence.*

### 1. INTRODUCTION

Les interféromètres atomiques ont démontré d'excellentes performances dans le domaine des mesures précises d'accélération et de rotations. Un grand nombre des applications potentielles de ces instruments, telles que les tests de physique fondamentale ou la gravimétrie embarquée, nécessitent que l'équipement soit transportable et capable de fonctionner dans des environnements perturbés. Nous avons développé un instrument stable et compact, et réalisé des mesures d'accélération à bord de l'A300 zéro-g de la société Novespace ([www.novespace.fr](http://www.novespace.fr)), lors de campagnes de vols paraboliques [1]. Nous avons en particulier montré qu'il était possible d'effectuer des mesures très précises malgré le fort niveau de vibrations de l'avion en utilisant des accéléromètres classiques pour rejeter les vibrations [2]. Une deuxième version de l'expérience a été construite. Elle permettra de manipuler simultanément deux espèces atomiques afin de tester l'universalité de la chute libre dans l'avion [3].

### 2. DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE

Afin de refroidir et manipuler les atomes, nous utilisons un système laser basé sur le doublage de fréquence de lasers télécom [4]. Ces lasers sont stables et fibrés, ce qui est un atout pour une expérience embarquée nécessitant une grande stabilité dans un environnement où les vibrations et les fluctuations de températures sont très importantes.

La mesure d'accélération consiste à interroger les atomes en chute libre avec deux lasers contrapropageants. On échantillonne ainsi la trajectoire atomique à trois instants différents, ce qui permet de remonter à l'accélération du nuage d'atomes par rapport au miroir servant à retroreflecher les lasers [5]. Afin de réaliser une mesure dans un environnement bruyant tel qu'un avion, nous

utilisons un accéléromètre MEMS fixé derrière le miroir de retroréflexion. Cet accéléromètre réalise une mesure grossière de l'accélération, qui est ensuite affinée grâce au senseur atomique.

### 3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons enregistré des franges d'interférences atomiques dans l'avion, montrant qu'il était possible de faire fonctionner un interféromètre atomique hors du laboratoire (Fig. 1).

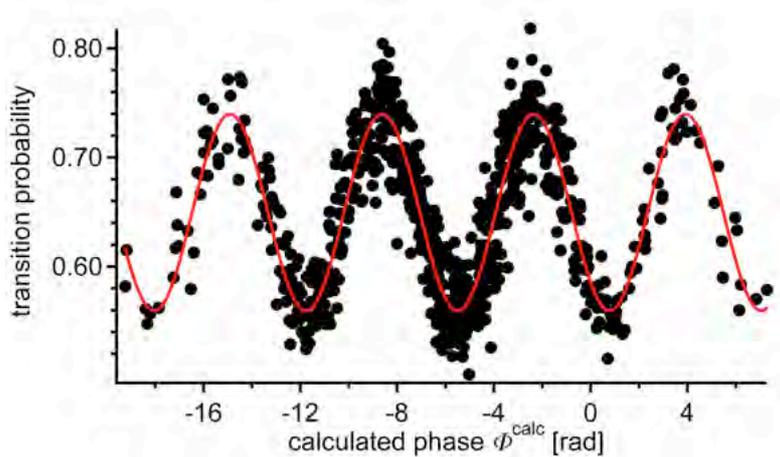


Fig. 1 : Franges d'interférences atomiques enregistrées dans l'avion lors d'une phase 1g.

Nous avons également mesuré le signal d'accélération de l'avion au cours du temps, avec une résolution environ 300 fois supérieure au niveau de vibration, montrant l'efficacité de notre technique de mesure.

Par ailleurs, nous avons fait fonctionner l'interféromètre dans une géométrie à 4 impulsions qui permet de s'affranchir des accélérations basse fréquence. Cette mesure a permis de démontrer une rejection des vibrations lorsqu'on fait fonctionner l'interféromètre dans un mode différentiel, ce qui sera important dans le cadre du test d'universalité de la chute libre, où on mesurera l'accélération différentielle entre deux atomes. Il sera ainsi possible de rejeter très efficacement le bruit de vibration de l'avion.

### CONCLUSION

Nous avons effectué les premières mesures inertielles aéroportées avec des atomes froids, et montré qu'il était possible d'améliorer la précision des senseurs actuels. L'expérience a été modifiée afin de permettre de manipuler simultanément deux espèces atomiques en vue de réaliser un test du Principe d'Equivalence à bord de l'avion.

### RÉFÉRENCES

- [1] G. Stern et al., "Light-pulse atom interferometry in microgravity," *Eur. Phys. Journ. D*, 89, 177-180 (2009)
- [2] R. Geiger et al., article en préparation
- [3] G. Varoquaux et al., "How to estimate the differential acceleration in a two-species atom interferometer to test the equivalence principle," *New Journ. Phys*, 11, 113010 (2009)
- [4] O. Carraz et al., "Compact and robust laser system for onboard atom interferometry," *App. Phys. B*, 97, 405-411 (2009)
- [5] M. Kasevich and S. Chu, "Atomic interferometry using stimulated Raman transitions," *Phys. Rev. Lett.*, 67, 181-184 (1991)

## SOLITONS SPECTRAUX DISCRETS INCOHERENTS

Claire Michel, Bertrand Kibler, Antonio Picozzi

Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, Univ. de Bourgogne, UMR 5209 CNRS, 21078 Dijon

Antonio.Picozzi@u-bourgogne.fr

### RÉSUMÉ

Nous montrons que la réponse non instantanée d'une interaction non linéaire peut être responsable de la génération de solitons spectraux discrets incohérents (SSDI). Contrairement aux solitons conventionnels, les solitons spectraux ne présentent pas de confinement dans le domaine spatio-temporel, mais exclusivement dans le domaine spectral. La théorie cinétique révèle que les SSDIs trouvent leur origine dans la condition de causalité inhérente à la réponse non linéaire du milieu et constituent des solutions stables hors-équilibre du système. En considérant l'exemple concret de l'effet Raman, nous montrons que les SSDIs peuvent être générés spontanément à travers un processus de génération de super-continuum dans une fibre à cristaux photoniques.

**MOTS-CLEFS :** *Solitons spectraux ; Effet Raman ; Théorie cinétique*

### 1. INTRODUCTION

Originellement considérés comme des structures cohérentes, la découverte récente de solitons incohérents a suscité un intérêt croissant ces dernières années [1]. En particulier, des solitons incohérents exclusivement confinés dans le domaine spectral ont été observés en exploitant l'effet de diffusion Raman stimulée dans une fibre optique [2]. Nous démontrons ici que ces solitons spectraux incohérents peuvent exhiber un comportement discret [3]. Les solitons spectraux discrets incohérents (SSDI) sont caractérisés par trois bandes spectrales incohérentes dont les fréquences sont la fréquence centrale et les bandes Stokes et Anti-Stokes associées à la courbe de gain Raman.

### 2. MODELISATION DE LA GENERATION D'UN SOLITON SPECTRAL DISCRET INCOHERENT

Nous considérons la propagation d'une onde optique dans un milieu non linéaire de type Kerr dont le temps de réponse ne peut pas être négligé. Nous modélisons l'évolution de l'amplitude du champ électrique par l'équation de Schrödinger non linéaire (NLS)

$$i\partial_z\psi = -\beta\partial_{tt}\psi + \gamma\psi\int\chi(\theta)|\psi|^2(z,t-\theta)d\theta \quad (1)$$

où  $\chi(t)$  représente la fonction réponse de la non linéarité, laquelle satisfait la condition de causalité  $\chi(t) = 0$  pour  $t < 0$ .  $\beta$  est le coefficient de dispersion chromatique et  $\gamma$  le coefficient non linéaire associé au milieu de propagation.

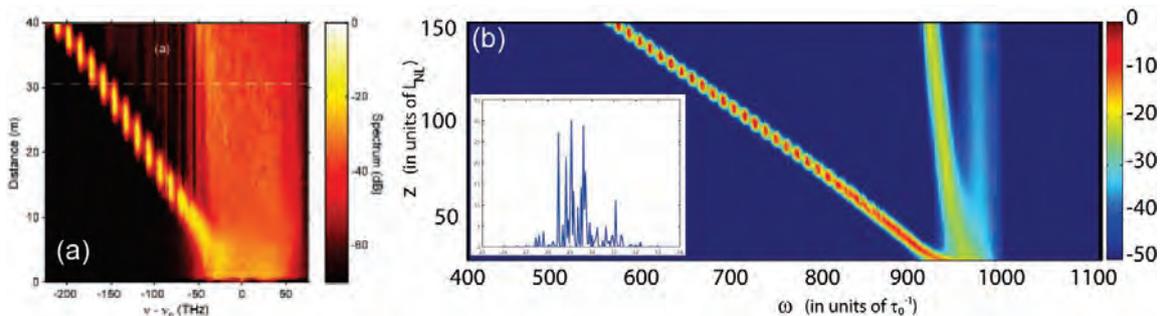


Fig. 1 : (a) Formation spontanée d'un SSDI lors de la génération de super-continuum: Evolution du spectre du champ obtenu en résolvant l'équation NLS généralisée pour une fibre PCF (incluant notamment les effets de dispersion d'ordres supérieurs [1]). (b) Evolution du spectre du champ optique obtenu en résolvant l'équation NLS réduite (1) montrant que seul la réponse non-instantanée du milieu est à l'origine de la génération d'un SSDI ( $\tau_0 = 0.44$  ps,  $\beta > 0$ ). L'encart de la figure (b) indique que le spectre est  $\delta$ -corrélé, i.e., le champ incohérent exhibe une statistique stationnaire: le soliton n'exhibe pas de confinement dans le domaine spatio-temporel, mais uniquement dans le domaine spectral.

La Fig. 1(a) représente l'évolution du spectre lors de la génération d'un super-continuum dans une fibre optique à cristaux photoniques (PCF). Cette simulation a été réalisée en intégrant l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée. Après génération du super-continuum, un SSDI est généré et se déplace à vitesse constante vers les basses fréquences. L'origine de ce SSDI se trouve dans la réponse non-instantanée du milieu de propagation, comme le montre la Fig. 1(b) où seule la réponse Raman non-instantanée est prise en compte dans l'équation modèle (1). Nous soulignons que le champ optique associé à ces solitons est un champ stochastique caractérisé par une statistique stationnaire. Le comportement solitonique se manifeste donc exclusivement dans le domaine spectral, mais pas dans le domaine temporel.

### 3. THEORIE CINETIQUE - SSDI : UN ETAT STABLE HORS-EQUILIBRE

Afin de décrire ces structures incohérentes, nous avons appliqué l'approximation des phases aléatoires à l'Eq.(1), ce qui nous a permis de dériver l'équation cinétique qui gouverne l'évolution du spectre moyen du champ optique [4]:

$$\partial_z n(z, \omega) = \frac{\gamma}{\pi} n(z, \omega) \int \tilde{\chi}_I(\omega - \omega') n(z, \omega') d\omega' \quad (2)$$

où  $\tilde{\chi}_I(\omega)$  est la partie imaginaire de la transformée de Fourier de  $\chi(t)$ . Cette équation révèle une analogie inattendue avec la turbulence faible de Langmuir en physique des plasmas [5]. Elle est formellement réversible et conserve l'entropie hors-équilibre du champ optique  $S = \int \ln [n_\omega(z) d\omega]$ .

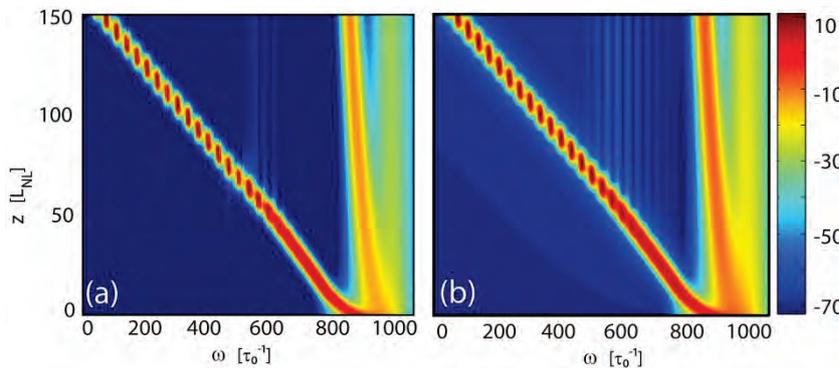


Fig. 2 : (a) Evolution spectrale du champ optique obtenu en intégrant numériquement l'équation NLS (1) (a), et l'équation cinétique (2). Un accord quantitatif est obtenu sans l'emploi de paramètres ajustables.

Cette équation révèle que le champ optique incohérent s'organise sous la forme de solutions stables hors-équilibre et non stationnaires, les solitons spectraux incohérents. En particulier, la Fig. 2 montre un excellent accord quantitatif entre les simulations numériques de l'équation NLS (1) et de l'équation cinétique (2). Le passage entre un comportement solitonique continu (voir [2]) et un comportement discret dépend essentiellement de la condition initiale et de la courbe de gain associée à la réponse non instantanée du milieu de propagation.

### CONCLUSION

Nous avons mis en évidence un nouveau type de solitons incohérents discrets qui n'exhibent pas de confinement dans le domaine spatio-temporel, mais uniquement dans le domaine spectral. Nous avons récemment montré expérimentalement que ces solitons incohérents se génèrent spontanément dans des expériences de génération de super-continuum réalisées dans une PCF [6].

### REFERENCES

- [1] Y. S. Kivshar, et G. P. Agrawal, *Optical Solitons : From fibers to Photonic Crystals* (Acad. Press, 2003).
- [2] A. Picozzi, S. Pitois, et G. Millot, *Phy. Rev. Lett.* **101**, 093901 (2008).
- [3] C. Michel, B. Kibler, et A. Picozzi, *Physical Review A* **83**, 023806 (2011).
- [4] J. Garnier, et A. Picozzi, *Phy. Rev. A* **81**, 033831 (2010).
- [5] S. L. Musher, A. M. Rubenchik, et V. Zakharov, *Phys. Rep.* **252**, 177 (1995).
- [6] B. Kibler, C. Michel, A. Kudlinski, B. Barviau, G. Millot et A. Picozzi (soumis)

**OBSERVATION DES EFFETS DE LUMIERE LENTE DANS LE SPECTRE DE BRUIT D'UN LASER SEMICONDUCTEUR DE CLASSE A**

**B.-X. Miranda<sup>1,2</sup>, A. El Amili<sup>2</sup>, G. Baili<sup>3</sup>, F. Goldfarb<sup>2</sup>, I. Sagnes<sup>4</sup>, F. Bretenaker<sup>2</sup>, M. Alouini<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Institut de Physique de Rennes, UMR CNRS 6251, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes, France

<sup>2</sup> Laboratoire Aimé Cotton, CNRS-Université Paris Sud 11, 91405 Orsay Cedex, France

<sup>3</sup> Thales Research & Technology, 1 av. Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France

<sup>4</sup> Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

bernardo.miranda@univ-rennes1.fr

**RÉSUMÉ**

Nous mettons en évidence la signature du mécanisme de lumière lente dans le spectre d'excès de bruit résiduel d'un laser à semi-conducteur de classe A.

**MOTS-CLEFS :** *Laser VCSEL; Bruit; Oscillations cohérentes de population; Lumière lente;*

Le développement des lasers semi-conducteurs a permis d'élaborer des sources optiques simples, compactes et de faibles coûts. Les diodes lasers intégrées présentent un intérêt particulier pour une large gamme d'applications technologiques, notamment pour le stockage optique de l'information et pour les communications longues distances. Cependant, pour les applications, ou les expériences, nécessitant des sources à très faible bruit d'intensité, les lasers à semi-conducteur ne sont plus suffisamment performants. Dans ces lasers, une contribution importante à l'excès de bruit d'intensité est liée aux oscillations de relaxations typiques dans les lasers de classe B dans lesquels la durée de vie de recombinaison des porteurs est supérieure à la durée de vie des photons dans la cavité. Une manière de faire disparaître ces oscillations de relaxation est donc d'augmenter la durée de vie des photons pour qu'elle devienne supérieure à celle de recombinaison des porteurs. Dans ce cas, le laser oscille en régime de classe A. Ce changement de régime dynamique peut être réalisé à l'aide d'un laser semi-conducteur de type VCSEL en cavité étendue [1]. Une fois que l'excès de bruit lié aux oscillations de relaxation a disparu, le spectre d'un tel laser présente un excès de bruit résiduel aux fréquences correspondantes aux harmoniques de l'intervalle spectral libre (ISL) du laser [2].

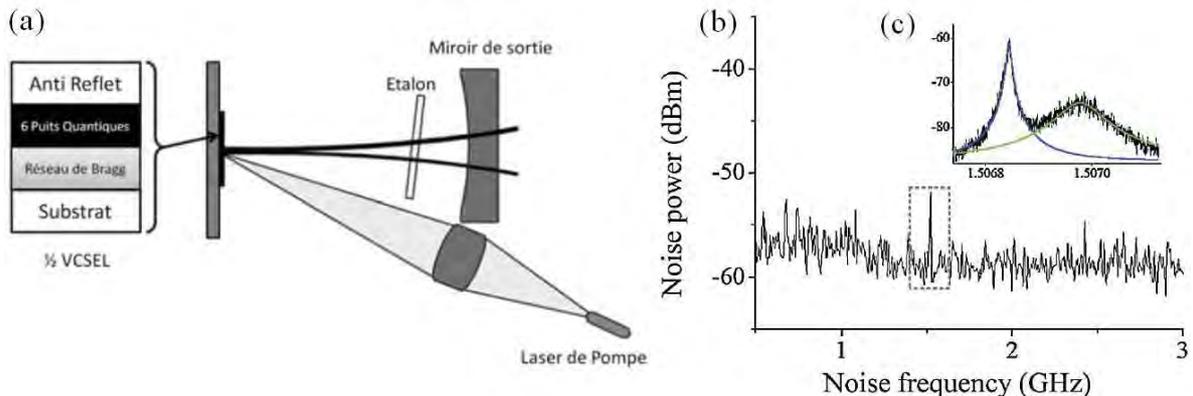


Fig. 1 : (a) Schéma de la cavité laser plan-concave: le milieu à gain semiconducteur ( $\frac{1}{2}$  -VCSEL) est pompé optiquement. Un étalon est placé dans la cavité pour rendre le laser monomode. (b) Spectre de bruit d'intensité typique pour une cavité de 10 cm. (c) Spectre au tour de l'intervalle spectral libre (1,5 GHz), qui présente une forme de deux lorentziennes dû aux effets d'oscillations cohérentes de population.

Nous avons étudié théoriquement et expérimentalement cet excès de bruit d'intensité. Lorsque le laser est au-dessus du seuil, les spectres électriques après détection quadratique montrent que l'excès de bruit à l'ISL du laser ne présente pas une seule résonance mais deux légèrement décalées de quelques centaines de kilohertz (fig.2). Ces deux pics correspondent au battement entre le mode oscillant et l'émission spontanée amplifiée des modes longitudinaux adjacents au mode laser. Les caractéristiques de ces pics dépendent fortement du taux de pompage et des pertes intracavité. Nous interprétons l'écartement en fréquence entre ces deux résonances comme étant un effet associé aux oscillations cohérentes de population à l'origine du mécanisme de lumière lente dans les amplificateurs à semi-conducteur [3]. Ceci produit dans le milieu actif une dispersion saturée dont la symétrie impaire est brisée par la conversion phase-amplitude liée au facteur de Henry (effet Bogatov). Le déplacement des fréquences propres du résonateur n'est alors plus symétrique par rapport au mode oscillant [4]. Nous cherchons actuellement à trouver un moyen de réduire l'amplitude de ces pics en ajustant la relation de phase qui existe entre les différents battements.

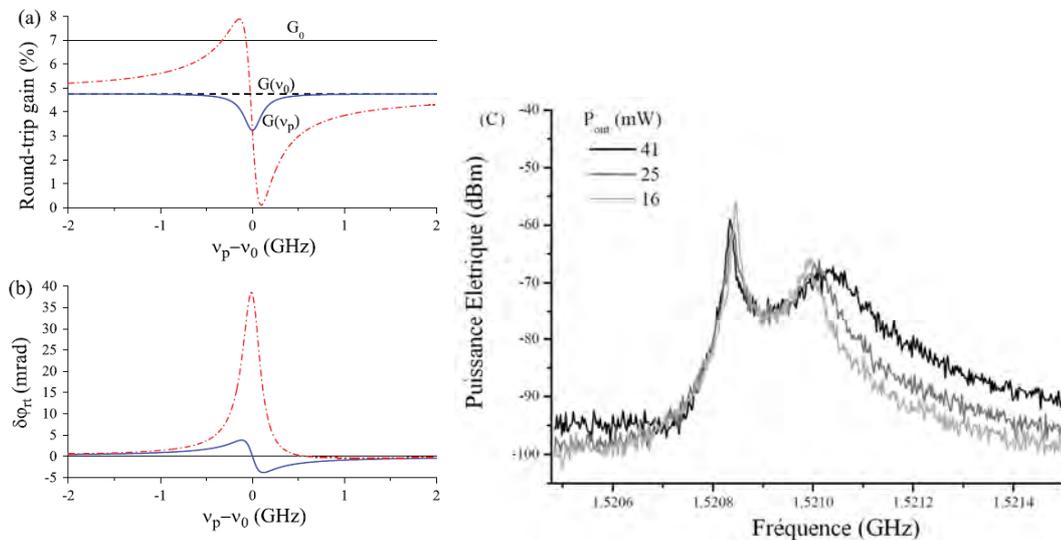


Fig. 2 : Courbes théoriques du gain d'intensité (a) et de la modification de la phase (b) après un aller-retour dû aux oscillations cohérentes de population pour différents couplages. (c) Spectre électrique du battement laser centré à l'intervalle spectral libre de la cavité (1,5 GHz) pour différentes puissances de pompe. Chaque pic correspond au battement entre le mode qui oscille et l'émission spontanée amplifiée du mode longitudinal adjacent en dessous du seuil.

## RÉFÉRENCES

- [1] G. Baili, M. Alouini, T. Malherbe, D. Dolfi, I. Sagnes and F. Bretenaker, "Direct observation of the class-B to class-A transition in the dynamical behavior of a semiconductor laser", *Europhys. Lett.* 87, pp. 44005 (2009).
- [2] G. Baili, Fabien Bretenaker, Mehdi Alouini, Loïc Morvan, Daniel Dolfi, and Isabelle Sagnes, "Experimental investigation and analytical modeling of excess intensity noise in semiconductor class-A lasers", *J. of Lightwave Technol.* 26, pp. 952 (2008).
- [3] P. Berger, M. Alouini, J. Bourderionnet, F. Bretenaker, and D. Dolfi, "Dynamic saturation in semiconductor optical amplifiers: accurate model, role of carrier density, and slow light", *Opt. Express* 18, 685 (2010).
- [4] A. El Amili, B.-X. Miranda, F. Goldfarb, G. Baili, G. Beaudoin, I. Sagnes, F. Bretenaker, and M. Alouini, "Observation of Slow Light in the Noise Spectrum of a Vertical External Cavity Surface-Emitting Laser", *Phys. Rev. Lett.* 105, 223902 (2010).

## PREPARATION DES LASERS POUR LA REALISATION D'UN ETALON DE FREQUENCE OPTIQUE

**O. Morizot, G. Hagel, D. Guyomarc'h, E. Bizri, C. Champenois, M. Houssin, J. Pedregosa, M. Knoop**

*Physique des Interactions Ioniques et Moléculaires (UMR 6633), Université de Provence/CNRS,  
Centre de St-Jérôme, case C21, 13397 Marseille Cedex 20, France*

Martina.knoop@univ-provence.fr

### RÉSUMÉ

Le présent poster résumera les deux grands axes de travail actuels de notre expérience d'étalon de fréquence optique basé sur l'interrogation d'un ion unique : la stabilisation ultime du laser d'horloge sur une cavité de grande finesse et le façonnage du faisceau laser de refroidissement par optique active.

**MOTS-CLEFS :** *laser, métrologie, ions froids, optique active*

Notre équipe travaille à l'élaboration d'un étalon de fréquence optique basé sur l'interrogation d'un ion unique. Cette expérience consiste à isoler un ion unique de calcium dans un piège radiofréquence miniature, pour le refroidir ensuite par laser (laser de refroidissement) et enfin venir sonder l'une de ses transitions interdites (de quelques 100mHz de largeur) à l'aide d'un laser spectralement très fin et très stable (laser d'horloge). Nous nous focaliserons ici sur deux points majeurs et actuellement en évolution de notre expérience, et relatifs aux lasers mentionnés ci-dessus: la stabilisation sur une cavité optique ultra-stable de grande finesse de notre conception du laser d'horloge à 729 nm ainsi que l'installation d'éléments d'optique active pour la mise en forme du laser de refroidissement à 397 nm.

### 1. STABILISATION DU LASER D'HORLOGE SUR UNE CAVITE DE TRES GRANDE FINESSE

L'interrogation de la transition d'horloge de notre ion unique est réalisée en analysant la statistique de sauts quantiques de l'ion entre les deux états utilisés pour le refroidissement et peut requérir plusieurs secondes de mesure [1]. En conséquence, le laser d'horloge doit conserver pendant cette durée des caractéristiques spectrales très pointues : une largeur de raie et une stabilité de la fréquence centrale de l'ordre de la largeur de la transition étudiée (plus faible que le Hertz), sans quoi le laser sera un facteur limitant de l'étalon de fréquence constitué. Ce laser à 729 nm, construit au laboratoire, est un titane-saphir pompé par un laser *Verdi* 5W. Une première stabilisation est déjà réalisée sur une cavité Fabry-Perot Invar de 30cm, de finesse 1000 environ et isolée dans une chambre à vide. Après asservissement sur cette cavité, la largeur du laser a été mesurée par autocorrélation optique à moins de 5 kHz (mesure limitée par la longueur de la fibre utilisée).

Afin d'améliorer encore la stabilité en fréquence et la précision du laser d'horloge, celui-ci est ensuite injecté dans une cavité optique ultra-stable et de très grande finesse [2] qui sera présentée sur ce poster. Cette cavité est isolée thermiquement et mécaniquement avec des systèmes de stabilisation active et passive. Cet étalon de Fabry-Perot est maintenu verticalement. Le spacer, réalisé en ULE, est long de 150 mm, soit un intervalle spectral libre de 1 GHz environ. L'optimisation du design de cette cavité a été réalisé en utilisant la méthode des éléments finis et conduit à une estimation de fluctuation relative de longueur inférieure à  $10^{-14}$  sous l'effet d'une accélération gravitationnelle (1 g). Une analyse fine des différentes sources de bruit possible montre qu'au-delà de 100 mHz, la largeur du laser ne sera pas

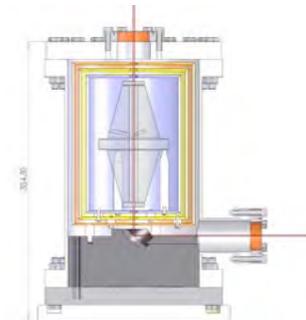


Fig. 1 – Schéma de la cavité dans sa chambre à vide.

limitée par les caractéristiques de la cavité. Celle-ci est déjà installée depuis quelques mois dans sa chambre à vide isolée (figure 1) et sa finesse a été mesurée à 140000. Nous sommes actuellement en train d'installer l'électronique d'asservissement en utilisant la technique de Pound-Drever-Hall sur une des franges du Fabry-Perot dont la largeur est de l'ordre de 6 kHz.

## 2. FAÇONNAGE DU FAISCEAU DE REFROIDISSEMENT PAR OPTIQUE ACTIVE (OA)

Dans une seconde partie du travail, menée en parallèle, l'objectif est d'implanter pour la première fois un système d'optique active (optique adaptative pour lequel les questions de dynamique temporelle sont négligeables) sur une expérience d'ions piégés. Le but étant dans le cas présent de façonner le faisceau laser de refroidissement de l'ion unique de calcium.

La stabilité d'un étalon de fréquence optique basé sur le confinement d'un ion unique nécessite, comme cela a été présenté plus haut, une excellente stabilité et précision du laser d'horloge. Mais elle repose également à terme sur le rapport signal à bruit (SNR) obtenu lors de la détection de l'état interne de l'ion unique interrogé. En effet, la variance d'Allan de la mesure, qui quantifie la stabilité en fréquence de l'étalon, est proportionnelle à  $1/\sqrt{SNR}$ .

Nous voulons ainsi démontrer qu'il est possible d'optimiser ce rapport en utilisant un élément d'OA qui permettra un façonnage spatial ultime du front d'onde du laser excitateur. Ce problème est particulièrement important dans notre expérience où le signal de fluorescence de l'ion est perturbé par un fond de lumière provenant du faisceau de refroidissement (même longueur d'onde) et diffusée par les bords du piège miniature. Des tests préliminaires réalisés avec un miroir déformable mettent déjà en évidence une possibilité d'amélioration (figure 2).

Ainsi, un projet de travail décomposé en plusieurs étapes ayant chacune un intérêt scientifique propre sera ici discuté. Ce projet aura ainsi pour but non seulement l'amélioration des performances de l'expérience mais aussi le progrès des connaissances dans le domaine de l'OA. En effet, nous avons identifié trois autres applications majeures de ce travail. Premièrement, nous proposons de mettre à profit la très grande stabilité du confinement de l'ion unique [3] afin d'évaluer la stabilité et la précision d'éléments correctifs d'optique active. Deuxièmement, nous souhaitons tirer profit de la configuration de notre expérience pour développer un protocole de rétroaction basé en grande partie sur le simple signal de fluorescence de l'ion récupéré par un photomultiplicateur. Enfin, nous voulons introduire les déformations prémesurées de l'élément correcteur pour compenser les défauts introduits par des modifications contrôlées d'angle d'incidence du laser.

A terme, nous souhaitons démontrer que des éléments d'OA pourraient être intégrés sur de nombreuses expériences de physique atomique, comme par exemple les expériences d'information quantique basées sur l'interrogation séquentielle d'ions ou d'atomes neutres distants [4] ou celles consistant à intriquer des atomes confinés dans des chambres distinctes [5].

## RÉFÉRENCES

- [1] C. Champenois et al., "Evaluation of the ultimate performances of a  $\text{Ca}^+$  single-ion frequency standard", *Phys.Lett.A*, vol 331/5, p.298-311, 2004.
- [2] D. Guyomarc'h et al., "Some aspects of simulation and realization of an optical reference cavity", *Phys. Rev. A*, 80 (6) : 063802, 2009.
- [3] G. R. Guthöhrlein et al. "A single ion as a nanoscopic probe of an optical field", *Nature* **414** (2001) 49.
- [4] H. C. Nägerl et al. "Laser addressing of individual ions in a linear ion trap", *Phys. Rev. A* **60** (1999) 145.
- [5] P. Maunz et al. "A Heralded Quantum Gate Between Remote Quantum Memories", *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 250502.

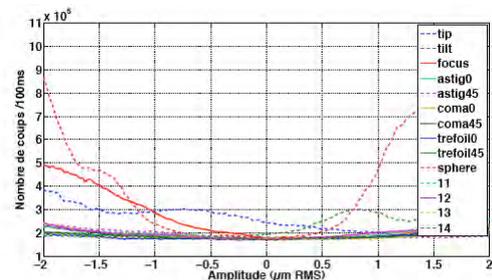


Fig.2 – Mesures préliminaires du bruit de détection en fonction d'aberrations optiques ajoutées à l'aide d'un miroir déformable. Une amélioration de 10% a pu être observée.

FONCTION DE TRANSFERT GENERALISEE D'UN LASER FIBRE A RETROACTION  
DISTRIBUEE AVEC SAUT DE PHASE CENTRAL

N. Nguyễn Thị Kim<sup>(1,2)</sup>, Y. G. Boucher<sup>(1,2)</sup>, P. Besnard<sup>(1,2)</sup>

<sup>(1)</sup>Université Européenne de Bretagne, Enssat/Université de Rennes1, France

<sup>(2)</sup>CNRS, UMR 6082 Foton, Enssat, 6 rue de Kerampont, BP 80518, 22305 Lannion, France

Ngan.Nguyen-Thi-Kim@enssat.fr

RÉSUMÉ

On utilise le formalisme des matrices de transfert étendues incluant les sources localisées pour décrire analytiquement la distribution spectrale et spatiale des champs d'un laser fibré à rétroaction distribuée et à saut de phase central. Ceci donne accès à la fonction de transfert généralisée du laser, qui exprime de façon auto-cohérente la saturation du milieu actif sous l'effet de son propre rayonnement. L'originalité de notre modèle, par ailleurs semi-classique, réside dans l'articulation entre les caractéristiques globales et locales du composant, y compris la gestion des éventuels « points chauds ».

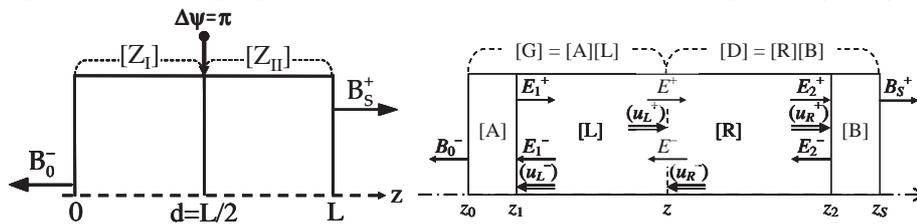
**MOTS-CLEFS :** laser fibré à rétroaction distribuée, DFB, fonction de transfert généralisée, matrices de transfert étendues, champs internes, couplage de modes...

1. INTRODUCTION

Dans la grande famille des lasers à rétroaction distribuée, à semi-conducteurs aussi bien que fibrés, le laser à saut de phase central (QWS-DFB) occupe une position particulière. Avec sa raie structurellement monomode à la fréquence de Bragg<sup>[1]</sup>, il peut aussi s'interpréter comme un cas limite d'oscillateur Fabry-Perot, où les propriétés de phase et de gain sont intégralement reportées dans les deux réflecteurs d'extrémité qui encadrent une « cavité » d'épaisseur nulle. Cette intéressante dualité nous permet de construire une approche théorique totalement analytique qui combine le couplage de modes<sup>[2]</sup>, la fonction de transfert généralisée<sup>[3]</sup> et le formalisme matriciel étendu<sup>[4-5]</sup> pour décrire les principales propriétés spectrales et énergétiques de ce type de laser.

2. FONCTION DE TRANSFERT GÉNÉRALISÉE

On considère la structure QWS-DFB de période  $\Lambda$ , de longueur  $L$ , d'indice moyen  $n$ , de gain  $\alpha$  (en amplitude) (Fig. 1a). Elle est constituée de deux zones périodiques  $Z_I$  &  $Z_{II}$  de même taille ( $d = L/2$ ) qui ne diffèrent que par la phase de leurs coefficients de couplage :  $\psi_{II} = \psi_I - 2\beta_B d + \pi$ .



(Fig. 1a)

(Fig. 1b)

Fig. 1a : Structure QWS-DFB active sans injection ( $B_0^+ = B_S^- = 0$ ). Fig. 1b : Structure DFB active générique : les champs internes ( $E^+, E^-$ ) s'expriment sous forme de combinaison linéaire pondérée des divers champs équivalents ramenés aux extrémités des zones actives partielles [L] & [R].

Toute structure à plusieurs sections se décompose matriciellement en sous-structures plus simples, le champ total résultant de la superposition des diverses contributions. L'élément-clef de notre modèle est la matrice (3×3) de la configuration générique présentée en Fig. 1b, où le champ interne à l'abscisse z s'exprime comme somme pondérée des champs équivalents ramenés aux

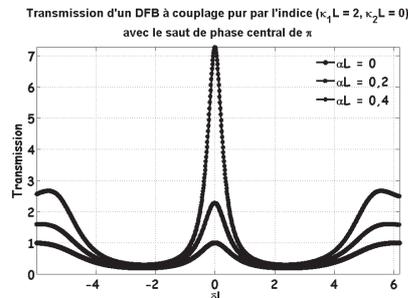
extrémités des zones actives partielles  $[L(z)]$  et  $[R(z)]$  telles que  $[Z] = [L] [R]$ . De la matrice totale  $[M] = [A] [Z] [B]$ , on extrait la fonction de transfert standard  $T(\delta L) = 1/|M_{11}|^2$ , qui détermine la raie spectrale. Les champs internes ( $E^+$ ,  $E^-$ ) issus de la zone  $[Z]$  s'écrivent par exemple :

$$E^+ = \frac{1}{1 - r_G^- r_D^-} \left\{ (u_L^+) + (u_L^-) \left( \frac{r_A^- t_L^-}{1 - r_A^- r_L^-} \right) + (u_R^-) r_G^- + (u_R^+) r_G^- \left( \frac{t_R^- r_B^-}{1 - r_R^- r_B^-} \right) \right\},$$

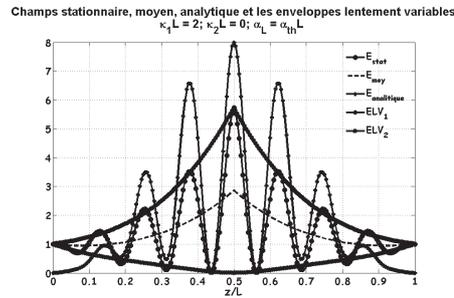
$$E^- = \frac{1}{1 - r_G^+ r_D^+} \left\{ (u_R^-) + (u_R^+) \left( \frac{t_R^- r_B^-}{1 - r_R^- r_B^-} \right) + (u_L^+) r_D^+ + (u_L^-) r_D^+ \left( \frac{r_A^- t_L^-}{1 - r_A^- r_L^-} \right) \right\},$$

où pour toute zone  $[U]$ ,  $t_U = 1/U_{11}$  et  $r_U = U_{21}/U_{11}$  (resp.  $t_U' = \det(U)/U_{11}$  et  $r_U' = -U_{12}/U_{11}$ ) sont les transmittance et réflectance complexes de gauche à droite (resp. de droite à gauche). À ces champs se superposent les contributions éventuelles des sections adjacentes, établies de façon similaire. On notera le dénominateur commun qui exprime la résonance de cavité, proportionnelle à  $T(\delta L)$ .

À titre d'illustration, on présente sur la fig. 2 les champs dans un QWS-DFB sans effets de bord. Dans ce cas, les champs internes ( $E^+$ ,  $E^-$ ) sont obtenus au moyen des simples substitutions suivantes :  $[A] \rightarrow \text{Id}$ ,  $[B] \rightarrow [Z_{II}]$ , puis  $[A] \rightarrow [Z_I]$ ,  $[B] \rightarrow \text{Id}$ .



(Fig. 2a)



(Fig. 2b)

Fig. 2a : Transmission  $T(\delta L)$  pour un QWS-DFB sans effets de bords ( $\kappa L = 2$ ) et différentes valeurs de  $\alpha L$  (0 ; 0,2 & 0,4). Fig. 2b : Distribution longitudinale des champs au seuil ( $\delta L = 0$ ,  $\alpha L = \alpha_{th} L = 0,7$ ), normalisés par rapport au champ émis  $B_S^+$ . Les enveloppes lentement variables sont approximées par des arches de sinuséide  $1 \pm \sin(\pi z / L)$  ; champ analytique en  $4 \sin^2(\pi z / L) \{1 + \sin(\pi z / L) \cos(2 \beta_B z - \psi_I + \pi / 2)\}$ .

### 3. CONCLUSION

Le calcul proposé donne accès de manière analytique, non seulement aux champs émis, mais aussi aux champs internes. Il devient donc possible de déterminer de façon itérative et « *auto-cohérente* » le point de fonctionnement de l'émetteur en fonction du taux de pompage. Au travers du suivi du champ local, la méthode s'avère bien adaptée à l'étude de composants.

Les auteurs remercient la Région Bretagne pour son soutien financier dans le FUI ATOS.

### RÉFÉRENCES

- [1] S. Foster, *Dynamical Noise in Single-Mode Distributed Feedback Fiber Lasers*, IEEE J. Quantum Electron., vol.40 (9), pp.1283-1293 (2004).
- [2] H. Kogelnik, C.V. Shank, *Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers*, J. Appl. Phys., vol.43 (5), pp.2327-2335 (1972).
- [3] G.M. Stéphan, *A semi-classical theory of the laser transition*, Phys. Rev. A, vol.55 (2), pp.1371-1384 (1997).
- [4] J.-P. Weber and S. Wang, *A New Method for the Calculation of the Emission Spectrum of DFB and DBR Lasers*, IEEE J. Quantum Electron., vol.27 (10), pp.2256-2266 (1991).
- [5] Y.G. Boucher, *Theoretical investigation of amplified spontaneous emission in an active structure by extended (3x3) transfer matrix formalism...*, J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public. 06027 vol.1 (2006).

## MODÉLISATION D'UNE CAVITÉ NON LINÉAIRE SOUS CONTRÔLE COHÉRENT

Jérémy Oden, Stéphane Trebaol, Nicolas Dubreuil

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, Campus Polytechnique, RD128, 91127, Palaiseau Cedex, France

stephane.trebaol@institutoptique.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons une étude sur le fonctionnement en régime transitoire d'une micro-cavité non linéaire. Grâce à une mise en forme adéquate du signal incident, l'efficacité de couplage dans la micro-cavité est augmentée, ce qui renforce les non linéarités intracavités. Nous montrons en particulier qu'à énergie de commande incidente fixée, cette technique permettrait d'améliorer le taux d'extinction d'un commutateur optique.

**MOTS-CLEFS :** *micro-cavité ; optique non linéaire ; contrôle cohérent ; régime transitoire*

### 1. INTRODUCTION

Un des intérêts des micro-cavités à cristal photonique est de renforcer l'interaction entre un faisceau incident et le milieu qui compose la cavité. En particulier, le renforcement des non linéarités présente un enjeu important dans la perspective de réaliser des fonctions de traitement de l'information optique avec des composants compacts et à faible puissance de commande. Mais ce renforcement, qui s'accompagne de modifications d'indice ou de perte/gain dans la cavité, limite la quantité d'énergie qui se couple effectivement dans le mode. Les variations d'indice induites par les non linéarités déplacent les fréquences de résonance qui peuvent ne plus coïncider avec la fréquence du signal d'excitation, diminuant ainsi l'efficacité de son injection. Pour remédier à cette limitation, il est primordial de contrôler l'excitation d'un tel système non linéaire, à l'image du contrôle cohérent appliqué pour l'excitation de résonances atomiques [1, 2]. Nous illustrons l'intérêt d'un tel contrôle sur le fonctionnement d'une micro-cavité en régime non linéaire, en vue de réaliser une fonction de commutation optique. Nous montrons qu'une mise en forme appropriée de l'impulsion d'excitation améliore le taux d'extinction du commutateur.

### 2. MODÉLISATION

La figure 1(a) présente le schéma d'une micro-cavité caractérisée par ses pertes intracavités linéaires  $1/\tau_0$  et ses pertes de couplage  $1/\tau_e$ . Le temps de vie des photons dans le résonateur est donné par  $1/\tau = 2/\tau_e + 1/\tau_0$ . Les champs d'entrée et de sortie sont notés respectivement  $S_{in}(t)$  et  $S_{out}(t)$ . Le mode intracavité  $u(t)$  oscillant à la fréquence  $\omega_0$  obéit à l'équation d'évolution temporelle suivante :

$$\frac{du(t)}{dt} = j\omega_0 \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right) u(t) - \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau_{NL}}\right) u(t) + \sqrt{\frac{2}{\tau_e}} S_{in}(t), \quad (1)$$

où l'influence des processus non linéaires sur les pertes et sur la fréquence de résonance sont décrits respectivement par les termes  $\tau_{NL}$  et  $\Delta\omega$ . À la suite, nous étudions une micro-cavité semi-conductrice en nitrure de gallium (GaN) de bande interdite  $E_g = 3,44$  eV et fonctionnant autour de 1550 nm (0,8 eV). Les pertes non linéaires sont alors induites par l'absorption à 5 photons (5PA) et par celle des porteurs libres générés par 5PA. Le décalage en fréquence de la résonance est proportionnel à la variation d'indice non linéaire introduite par l'effet Kerr et par la réfraction des porteurs libres :

$$\frac{\Delta\omega(t)}{\omega_0} = -\frac{\Delta n(t)}{n_0} = -\frac{n_2 c}{n_0^2 V} |u(t)|^2 - \frac{\sigma_r}{n_0} N(t), \quad (2)$$

où  $n_0 = 2,32$  est l'indice de réfraction du matériau,  $V$  le volume du mode  $u(t)$ ,  $n_2 = 1,3 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  l'indice de réfraction non linéaire,  $\sigma_r = -2,17 \times 10^{-27} \text{ m}^3$  le volume efficace de réfraction par unité de densité de porteurs et  $N(t)$  la densité de porteurs générés par 5PA qui s'exprime en fonction du coefficient d'absorption à cinq photons  $\beta_{5\text{PA}} = 6,8 \times 10^{-3} \text{ cm}^7/\text{GW}^4$  [3, 4].

Nous considérons une micro-cavité de facteur qualité  $Q = \omega_0 \tau / 2 = 2700$  et de volume modal égal à  $0,297 \mu\text{m}^3$ . Elle est excitée par une impulsion, initialement à résonance, de forme gaussienne  $S_{in}(t) = S_0(t) = \sqrt{P_0} e^{-t^2/(2T_0^2)}$ , de puissance  $P_0 = 112 \text{ mW}$  et dont la durée est fixée à  $T_0 = 1,3\tau$ . La figure 1(b) présente le décalage en fréquence de la résonance en fonction du temps (courbe orange). Dans un premier temps, l'effet Kerr introduit une variation négative de la position de la résonance puis, la réfraction des porteurs libres inverse le signe de la dérive en fréquence pour finalement atteindre un décalage  $\Delta\omega\tau = 1,25$ . En régime d'excitation cohérente, nous faisons en sorte que le signal d'entrée présente, à chaque instant, une composante fréquentielle à résonance avec la cavité. Une modulation de la phase  $\phi_S(t)$  est alors ajoutée sur le signal d'entrée :  $S_{in}(t) = S_0(t)e^{j\phi_S(t)}$  avec  $\phi_S(t) = -\omega_0 \int_{-\infty}^{\zeta} \frac{\Delta n(\zeta)}{n_0} d\zeta$ . De cette manière, nous optimisons l'injection du signal dans la cavité ce qui conduit, à énergie fixée, à un décalage  $\Delta\omega\tau = 2,8$  (courbe bleue). Pour une utilisation en commutateur, le contrôle de la phase du faisceau de commande permettrait d'améliorer le taux d'extinction d'un faisceau signal de 4 à 9,6 dB. Pour atteindre un tel taux d'extinction sans mise en phase de l'excitation, la puissance de commande devrait être majorée de 32%.

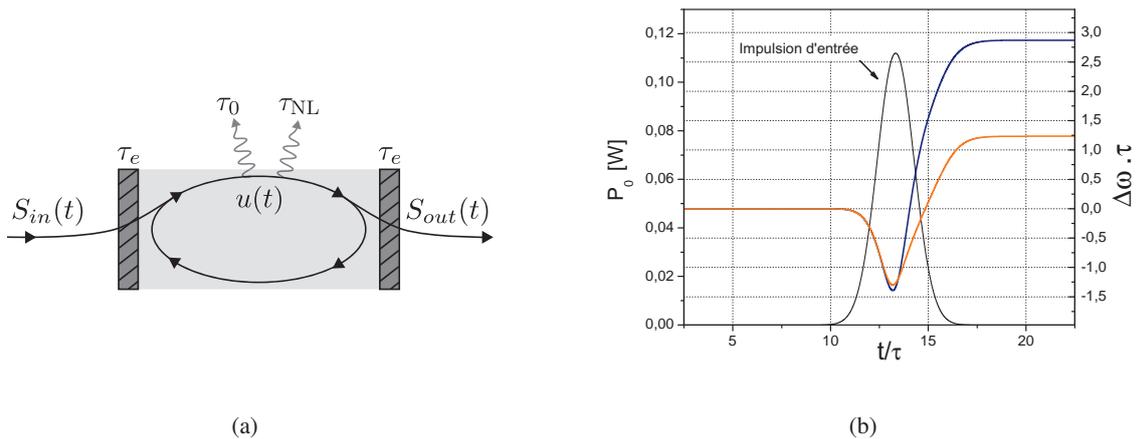


FIGURE 1 : (a) Cavité semi-conductrice non linéaire caractérisée par ses temps de vie intrinsèque  $\tau_0$ , extrinsèque  $\tau_e$  et d'absorption non linéaire  $\tau_{NL}$ . (b) Décalage fréquentiel de la résonance en régime d'excitation cohérente (courbe bleue) et sous excitation conventionnelle (courbe orange).

## CONCLUSION

Nous avons montré qu'une mise en forme du signal incident permet d'optimiser l'excitation d'une micro-cavité en régime non linéaire. Dans l'exemple traité, l'ajout d'une phase contrôlée sur le signal de commande double la variation d'indice non linéaire induite par la réfraction des porteurs. Une telle configuration peut être utilisée pour abaisser les seuils de commutation et augmenter le taux d'extinction.

## RÉFÉRENCES

- [1] D. Goswami, *Physics Reports*, vol. 374, no. 6, pp. 385 – 481, 2003.
- [2] S. Sandhu, M. Povinelli, and S. Fan, *Applied Physics Letters*, vol. 96, p. 231108, 2010.
- [3] X. Yang and C. W. Wong, *Opt. Express*, vol. 15, no. 8, pp. 4763–4780, Apr 2007.
- [4] A. Baron, "Optique non-linéaire dans les structures semi-conductrices à fort confinement du champ," Ph.D. dissertation, Université de Paris-Sud XI, 2010.

## TRANSMISSION COHÉRENTE DE LUMIÈRE DANS UN GAZ D'ATOMES FROIDS

**Romain Pierrat<sup>1</sup>, Maryvonne Chalony<sup>2</sup>, Dominique Delande<sup>3</sup> et David Wilkowski<sup>2,4</sup>**

<sup>1</sup> *Institut Langevin, ESPCI ParisTech, CNRS UMR 7587, 10 rue Vauquelin, Paris, France*

<sup>2</sup> *Institut Non Linéaire de Nice, Université de Nice Sophia-Antipolis, CNRS UMR 6618, Valbonne, France*

<sup>3</sup> *Laboratoire Kastler Brossel, Université Pierre et Marie Curie, 4 Place Jussieu, Paris, France*

<sup>4</sup> *Centre for Quantum Technologies, National University of Singapore, Singapore 117543, Singapore*

romain.pierrat@espci.fr

### RÉSUMÉ

Dans ce travail expérimental et théorique, nous montrons à quel point les systèmes atomiques froids constituent un environnement privilégié pour l'étude de la propagation de lumière dans les milieux désordonnés. En particulier, nous nous intéressons à la transmission d'un faisceau laser au travers d'un gaz d'atomes froids et montrons qu'un flash de lumière apparaît lors de la coupure brutale du laser. Nous analysons la dynamique de ce flash en terme d'épaisseur optique et de température du gaz.

**MOTS-CLEFS :** *atomes froids, désordre, diffusion, cohérence*

### 1. INTRODUCTION

Les gaz d'atomes froids sont des systèmes particulièrement intéressants pour l'étude de la propagation de lumière en milieux complexes. Par rapport à des systèmes de particules diélectriques, ils présentent entre autre comme avantage le fait d'être composés de diffuseurs strictement identiques et de permettre un contrôle fin de la réponse de ces derniers. Les atomes froids sont également des systèmes très fortement résonants avec des sections efficaces de diffusion de l'ordre de  $\lambda^2$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde et des facteurs de qualité de l'ordre de  $10^8$  à  $10^{11}$ . Chaque événement de diffusion par un atome se fait alors sur une échelle de temps qui peut aller jusqu'à quelques dizaines de microsecondes. Cela a pour conséquence un très net ralentissement de la diffusion de la lumière dans ces systèmes [1] ce qui ouvre la voie à l'étude d'aspects dynamiques nouveaux comme nous allons le voir dans le présent travail.

### 2. EFFET « FLASH »

Lorsqu'on éclaire un milieu fortement diffusant à l'aide d'un faisceau laser, on observe en transmission dans le même mode que le laser incident une intensité réduite d'un facteur  $\exp(-b)$  où  $b$  est appelée l'épaisseur optique. Pour les grands systèmes, cette intensité transmise dite cohérente est quasi inexistante. Il semble donc quasi impossible de transmettre un faisceau cohérent au travers d'un milieu fortement diffusant. Cependant, dans le cas d'un gaz d'atomes froids, il est techniquement possible de couper le faisceau incident sur une échelle de temps bien plus petite que le temps de réponse des atomes. Cela a pour conséquence l'apparition en transmission d'un flash de lumière cohérente [2, 3] pouvant atteindre 100% et même plus de l'intensité incidente sur une durée variable en fonction de l'épaisseur optique  $b$  et de la température du gaz [4].

Microscopiquement, cet effet est une application directe du principe de superposition. Lorsque le laser est allumé, le champ transmis peut être vu comme une superposition du champ incident et du champ diffusé par les atomes. Lors de l'extinction du laser, le champ incident s'annule alors que le champ diffusé reste quasi identique pendant un court instant conduisant à l'apparition du flash.

### 3. RÉSULTATS

Les études expérimentales ont été menées par M. Chalony et D. Wilkowski. Environ  $10^7$  atomes de strontium sont refroidis dans un piège magnéto-optique pour former un nuage de  $0.01 \text{ mm}^3$ . L'éclairement incident se fait à  $689 \text{ nm}$  ce qui correspond à la pulsation de résonance  $\omega_0 = 2.73 \times 10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$  de la transition  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  de l'atome de strontium, la largeur étant  $\Gamma = 4.78 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ . La température minimum du gaz est de  $0.7 \mu\text{K}$ . L'extinction du laser se fait en  $50 \text{ ns}$  et l'intensité cohérente est collectée sur une caméra CCD.

Les études théoriques et numériques ont été menées par R. Pierrat et D. Delande. L'étude théorique est basée sur l'utilisation d'une théorie de milieu effectif. Il a ainsi été possible d'obtenir analytiquement le taux de décroissance temporelle du flash en fonction de l'épaisseur optique et de la température du gaz. L'étude numérique est quant à elle basée sur l'utilisation d'une méthode de dipôles couplés directement dans le domaine temporel. Le modèle prend en compte la géométrie du système (boule gaussienne), les effets de polarisation et de température ainsi que le pousse-atomes.

Les résultats expérimentaux, théoriques et numériques, confrontés sur la figure 1, sont en très bon accord.

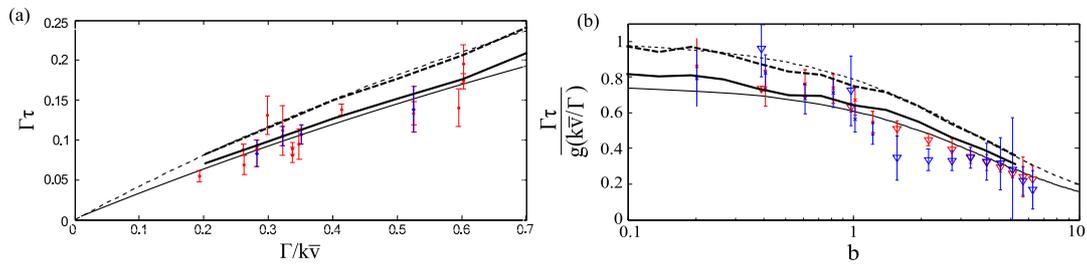


FIG. 1 : (a) : Taux de décroissance du flash en fonction de la vitesse moyenne quadratique des atomes (température) pour une épaisseur optique de 6.5. (b) : Taux de décroissance du flash en fonction de l'épaisseur optique pour plusieurs températures ( $T = 1 \mu\text{K}$  et  $T = 3.8 \mu\text{K}$ ). On constate le très bon accord entre les résultats numériques, théoriques et expérimentaux. Dans les deux cas, les points représentent les valeurs expérimentales, la courbe continue grasse (respectivement fine) représente les résultats d'un fit exponentiel sur les résultats numériques (respectivement sur le modèle analytique), la courbe discontinue grasse (respectivement fine) représente le taux de décroissance à l'instant du flash sur les résultats numériques (respectivement sur le modèle analytique).

### CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons étudié à la fois expérimentalement, théoriquement et numériquement la dynamique de l'intensité cohérente transmise à travers un gaz d'atomes froids. Grâce au temps de réponse très lent des atomes mis en jeu, il a été possible de mettre en évidence un comportement original laissant apparaître un flash de lumière au moment de l'extinction du laser incident.

### RÉFÉRENCES

- [1] R. Pierrat and R. Carminati, "Spontaneous decay rate of a dipole emitter in a strongly scattering disordered environment," *Phys. Rev. A*, vol. 81, no. 6, p. 063802, 2010.
- [2] D. Wei, J. F. Chen, M. M. T. Loy, G. K. L. Wong, and S. Du, "Optical Precursors with Electromagnetically Induced Transparency in Cold Atoms," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, no. 9, p. 093602, Aug 2009.
- [3] J. F. Chen, S. Wang, D. Wei, M. M. T. Loy, G. K. L. Wong, and S. Du, "Optical coherent transients in cold atoms : From free-induction decay to optical precursors," *Phys. Rev. A*, vol. 81, no. 3, p. 033844, Mar 2010.
- [4] M. Chalony, R. Pierrat, D. Delande, and D. Wilkowski, "Coherent flash of light emitted by a cold atomic cloud," *Submitted to Phys. Rev. Lett.*, 2011.

## ÉTUDE ANALYTIQUE D'UN LASER ORGANIQUE A EMISSION VERTICALE EN CAVITE EXTERNE

Hadi Rabbani-Haghighi, Sébastien Forget, Alain Siove, Sébastien Chenais

*Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13/CNRS*

sebastien.forget@univ-paris13.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons une étude détaillée de la dynamique d'émission d'une structure de laser organique dite VEC SOL (Vertical Cavity Surface Emitting Organic Laser). Un rendement optique-optique de 43% a été démontré pour une cavité de 4 mm de long intégrant un film de 18  $\mu\text{m}$  d'épaisseur de poly (méthacrylate de méthyle) (PMMA) dopé avec 1% de rhodamine 640. Afin de comprendre la différence d'efficacité laser constatée lorsque différents paramètres tels que la longueur de la cavité ou la durée des impulsions de pompe varient, nous proposons une modélisation du comportement laser de cette structure en régime pulsé. Ce modèle permet d'optimiser les performances et de démontrer un rendement - record pour ce type de structure - de 57%. En outre, la durée de vie, l'accordabilité en longueur d'onde et la montée en puissance potentielle de ce laser sont étudiées.

**MOTS-CLEFS :** *laser organique, VECSEL*

### 1. INTRODUCTION

Les lasers organiques solides sont compacts, simples à utiliser (pas de solvants toxiques), et potentiellement réalisables en série à très bas coût, tout en gardant l'avantage-clé des lasers à colorant que constitue l'agilité en longueur d'onde sur tout le spectre visible. Ces lasers trouveraient des applications dans les domaines des capteurs (chimiques ou biologiques), des mesures optiques par laser et de la spectroscopie, ou encore des télécommunications courte distance par fibre optique plastique. Un des inconvénients majeurs souvent associé aux lasers organiques solides est leur durée de vie limitée par la photodégradation rapide des molécules organiques; cependant pour de nombreuses applications réclamant une utilisation ponctuelle ou intermittente du laser, un temps de vie modéré peut être compensé par un très faible coût. Les autres défauts de ces structures (faibles énergies de sortie et qualité de faisceau médiocre) sont essentiellement liés à la structure du résonateur optique. En effet, si les lasers organique à base de films minces sont très économiques et faciles à fabriquer, ont des seuils très bas et sont conformables simplement grâce aux techniques issues de la microélectronique, leur rendement dépasse rarement les 10%. De plus, la qualité de faisceau est souvent médiocre car la cavité laser est en général formée de miroirs DBR avec extraction par la surface (faisceau très divergent, non limité par la diffraction et asymétrique).

### 2. RESULTATS

Nous avons récemment démontré [1] un rendement de 43% en réalisant un laser à film mince *en cavité externe*, avec un faisceau limité par la diffraction ( $M^2=1$ ). La structure utilisée est transposée d'une architecture bien connue dans le domaine des lasers à semi-conducteurs, appelée Laser à cavité externe verticale (VECSEL : Vertical External Cavity Surface-Emitting Laser), et rebaptisée ici VEC SOL pour *Vertical External Cavity Surface-emitting Organic Laser* (voir figure).

Ces performances élevées s'expliquent par d'une part l'utilisation d'un film organique relativement épais (18  $\mu\text{m}$ ) déposé à la tournette, un recouvrement optimal entre mode de pompe et mode de cavité, et par un pompage impulsionnel à la fois intense (10 fois au dessus de l'intensité de saturation) et long (durée d'impulsion de 7 ns, supérieur au temps de vie effectif du milieu), ce qui permet au laser d'atteindre le régime stationnaire pendant chaque impulsion, optimisant ainsi l'extraction de l'énergie stockée.

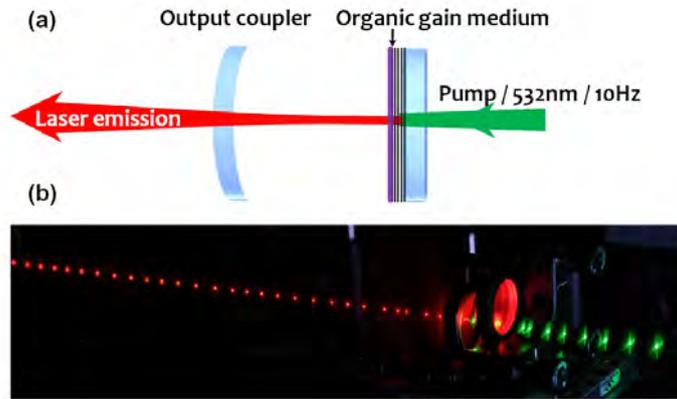


Fig. 1 : Schéma du dispositif et photographie du laser

Nous proposons un modèle, basé sur les équations classiques de Statz et Demars, permettant de comprendre l'influence des différents paramètres du dispositif (durée des impulsions de pompe, longueur de la cavité, réflectivité du coupleur de sortie) sur les performances laser. Cette étude nous permet d'optimiser chacun de ces paramètres pour démontrer une efficacité laser de 57%.

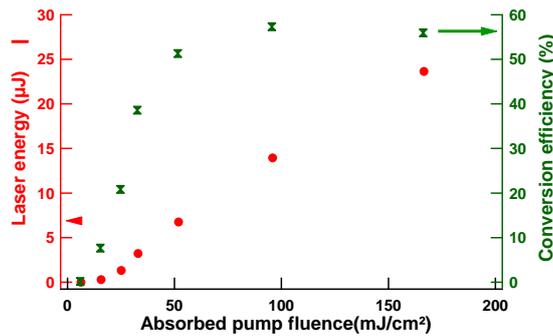


Fig. 2 : Energie laser et efficacité de conversion en fonction de la densité d'énergie de pompe

## REFERENCES

[1] H. Rabbani-Haghighi, S. Forget, S. Chénais, A. Siove  
 "Highly-efficient, diffraction-limited laser emission from a Vertical External Cavity Surface-emitting Organic Laser" Optics Letters Vol. 35, Iss. 12, pp. 1968–1970 (2010)

## EFFETS TRANSITOIRES DANS DES RÉSONATEURS À MODES DE GALERIE : MODÈLE ET APPLICATIONS

Alphonse Rasoloniaina<sup>1</sup>, Stéphane Trebaol<sup>2</sup>, Yannick Dumeige<sup>1</sup>, Patrice Féron<sup>1</sup>

<sup>1</sup> FOTON, UMR CNRS 6082, Université Européenne de Bretagne, ENSSAT, F-22300 Lannion, France

<sup>2</sup> Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, Campus Polytechnique, RD128, 91127, Palaiseau Cedex, France

feron@enssat.fr

### RÉSUMÉ

L'analyse de la réponse en régime transitoire de micro-résonateurs à très hauts facteurs de qualité à un balayage rapide en fréquence d'un laser sonde permet la détermination des régimes de couplage ainsi que de la force de la diffusion Rayleigh intra cavité. L'introduction des non linéarités d'origine thermique dans le modèle analytique permet d'en déduire la puissance injectée dans le mode de haute surtension.

**MOTS-CLEFS :** *ring-down ; diffusion Rayleigh ; non linéarités thermo-optiques*

### 1. PHÉNOMÈNES DE "RINGING" DANS UN RÉSONATEUR DE HAUT FACTEUR $Q$

La méthode de spectroscopie Ring-Down est bien adaptée à la caractérisation de résonateurs de très haute finesse [1] et permet la détermination du facteur de qualité global de la cavité. Nous montrons que l'analyse détaillée par comparaison entre la réponse non stationnaire et un modèle simple donne :

i) les caractéristiques dispersives et de couplage ii) la force de la diffusion Rayleigh intra cavité cause du couplage modal iii) une estimation de la puissance injectée dans le mode. Cette méthode est testée et appliquée sur des résonateurs microsphériques à modes de galerie (WGM) en silice fondue. Le modèle de base et son application à la détermination des régimes de couplage est décrit dans un travail précédent [2]. Pour des résonateurs de haute finesse ( $F > 10^5$ ), la rétrodiffusion Rayleigh intra cavité couple les deux modes de galerie dégénérés  $u_1$  et  $u_2$  se propageant en directions opposées (Fig.1(a)) [3]. Notre modèle simple d'oscillateur harmonique donne pour les deux modes couplés, les équations d'évolution :

$$\begin{cases} \frac{du_1}{dt} = (j\omega_0 - \frac{1}{\tau}) u_1(t) + \frac{j}{2\gamma} u_2(t) + \sqrt{\frac{2}{\tau_e}} s_{in}(t) \\ \frac{du_2}{dt} = (j\omega_0 - \frac{1}{\tau}) u_2(t) + \frac{j}{2\gamma} u_1(t) \end{cases} \quad (1)$$

où  $1/\tau = 1/\tau_0 + 1/\tau_e$ ,  $s_{out}(t) = -s_{in}(t) + \sqrt{2/\tau_e} u_1(t)$ . Le facteur de qualité  $Q$  s'exprime en fonction de la durée de vie globale du champ comme :  $Q = \omega_0 \tau / 2$ ,  $\gamma$  est relatif au taux de couplage entre les deux modes et le signal réfléchi s'exprime comme  $r_{out}(t) = \sqrt{2/\tau_e} u_2(t)$ . Considérant que la sonde est balayée en fréquence linéairement :  $s_{in}(t) = s_0 \exp[j\omega(t)t]$  avec  $\omega(t) = \omega_i + V_s t / 2$ , nous observons un signal de "ringing". Cette oscillation se décrit analytiquement et la comparaison théorie/expérience permet la déduction des paramètres  $\tau_0, \tau_e, \gamma, V_s$  (Fig.1(b)) [4].

### 2. EFFETS NON LINÉAIRES

Pour une forte puissance du laser sonde, l'absorption résiduelle de la silice cause un échauffement significatif ce qui se manifeste sur la figure 1(b) par une vitesse de balayage anormalement élevée. Ce problème est résolu en introduisant dans le modèle la dérive en fréquence de la résonance due à l'augmentation de température  $\Delta\theta$  et à l'indice non linéaire intrinsèque  $n_2 = 2,5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ , à savoir :

$$\frac{\Delta\omega(t)}{\omega_0} = \beta \Delta\theta(t) + \frac{n_2 c}{n_0^2 V} |u_1(t) + u_2(t)|^2 \quad (2)$$

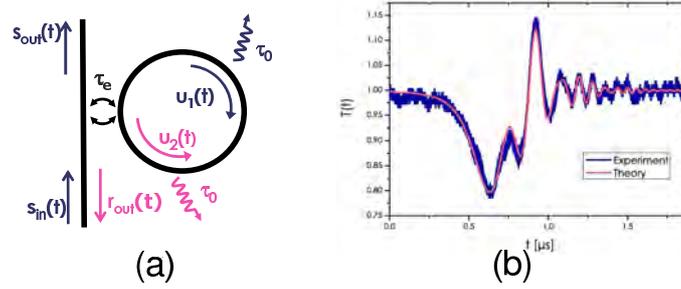


FIGURE 1 : (a) Résonateur WGM couplé à une simple ligne d'accès. Les deux modes  $u_1$  et  $u_2$  sont couplés par la rétrodiffusion Rayleigh. (b) Comparaison théorie/expérience pour le signal de transmission d'une sphère de rayon  $r = 60 \mu m$  et une puissance de sonde de  $600 \mu W$  à  $\lambda_0 = 1,55 \mu m$ . Le traitement numérique donne :  $\tau_0 = 232 ns$ ,  $\tau_e = 1606 ns$ ,  $1/(2\pi\gamma) = 3,1 MHz$ ,  $V_s/(2\pi) = 19,5 MHz/\mu s$ .

puis en remplaçant  $\omega_0$  par  $\omega_0 + \Delta\omega(t)$  dans l'équation (1) et en intégrant :

$$\frac{d\Delta\theta}{dt} = -\gamma_\theta \Delta\theta(t) + \frac{c\alpha_{abs}}{C_p \rho V n_0} |u_1(t) + u_2(t)|^2 \quad (3)$$

avec  $\beta = 8,83 \times 10^{-6} K^{-1}$ ,  $\rho = 2,2 g.cm^{-3}$  la densité de la silice,  $V = 4328 \mu m^3$  le volume du WGM,  $n_0 = 1,46$ ,  $\gamma_\theta = D/b^2$  la relaxation thermique effective,  $D = 9,5 \times 10^{-3} cm^2.s^{-1}$ ,  $b = \lambda_0 \ell^{1/3}/(\pi n_0)$  où  $\ell$  est l'ordre azimuthal du WGM,  $C_p = 670 J.kg^{-1}.K$  et  $\alpha_{abs} = 2n_0/(c\tau_0)$ . A partir des caractéristiques linéaires déduites de la figure 1(b) nous obtenons une vitesse de balayage plus réaliste (Fig.2) où le paramètre ajustable  $P_{in}$  correspond à la puissance injectée dans le résonateur.

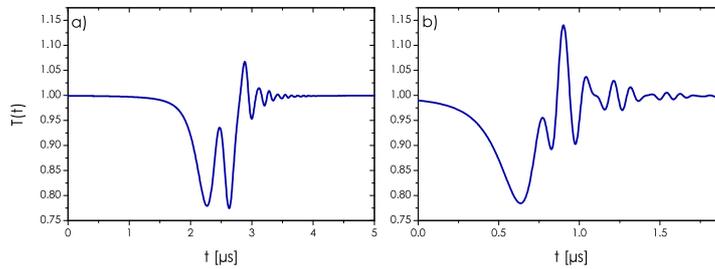


FIGURE 2 : Simulations numériques de la transmission de la sphère décrite Fig.1(b) en tenant compte des effets non linéaires thermiques avec  $V_s/(2\pi) = 8,3 MHz/\mu s$  - a) Régime linéaire avec  $P_{in} = 475 nW$  b) Régime non linéaire avec  $P_{in} = 475 \mu W$

Ce travail est financé par l'ANR à travers les deux projets ORA (ANR 2010 BLAN-0312) et CALIN (ANR 2010 BLAN-1002).

## RÉFÉRENCES

- [1] A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, V. S. Ilchenko, and L. Maleki, *Opt. Express*, vol. 15, no. 11, pp. 6768–6773, May 2007.
- [2] Y. Dumeige, S. Trebaol, L. Ghişa, T. K. N. Nguyễn, H. Tavernier, and P. Féron, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, no. 12, pp. 2073–2080, Dec 2008.
- [3] D. Weiss, V. Sandoghdar, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, J.-M. Raimond, and S. Haroche, *Opt. Lett.*, vol. 20, pp. 1835–1837, 1995.
- [4] S. Trebaol, Y. Dumeige, and P. Féron, *Phys. Rev. A*, vol. 81, no. 4, p. 043828, Apr 2010.

## MODÈLE DE VLASOV-FOKKER-PLANCK POUR LE PIÈGE MAGNÉTO-OPTIQUE

**Rudy Romain, Daniel Hennequin, et Philippe Verkerk**

*Laboratoire PhLAM, UMR CNRS 8523, Université de Lille1,  
59655 Villeneuve d'Ascq cedex, FRANCE*

daniel.hennequin@univ-lille1.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons ici un modèle cinétique exhaustif décrivant la dynamique des atomes dans un MOT 1D, et nous discutons des analogies d'un tel système avec les plasmas. Nous montrons que la densité atomique est décrite par une équation de Vlasov-Fokker-Planck avec un second terme de relaxation et un terme source, couplée à deux équations différentielles décrivant la propagation des faisceaux piégeants dans le nuage d'atomes froids. Les analogies et les différences des nuages d'atomes froids avec les plasmas sont discutées à travers ce modèle.

**MOTS-CLEFS :** *piège magnéto-optique ; atomes froids ; instabilités ; plasmas*

Le piège magnéto-optique (MOT) est l'outil de base pour refroidir les atomes. Le développement de cette technique a mené à des résultats spectaculaires en physique quantique expérimentale, concernant par exemple les condensats de Bose-Einstein [1], les réseaux optiques [2] ou les molécules froides [3]. Mais un MOT est un objet complexe, qui peut notamment présenter des instabilités spatio-temporelles [4,5]. Plusieurs modèles avec des approches très différentes ont été proposés pour décrire cette dynamique et pour identifier les mécanismes engendrant ces instabilités. Malheureusement, aucun de ces modèles n'aboutit à une description satisfaisante de la dynamique observée expérimentalement.

Récemment, le MOT a été décrit comme un plasma faiblement amorti [5,6]. En effet, le nuage d'atomes froids dans un MOT est un objet dilué confiné avec des interactions à longue portée, comme dans un plasma [7,8]. Ce modèle prédit l'existence d'instabilités au delà d'un seuil relativement élevé, si bien que les instabilités ne devraient pouvoir être observées que dans des très gros MOTs. Cela semble en contradiction avec les observations rapportées en [9]. De plus, aucune comparaison directe avec les régimes temporels observés expérimentalement ne vient valider ce modèle. Plus récemment, des méthodes issues directement de la physique des plasmas ont permis une description plus complète menant à des prédictions intéressantes [10]. Mais comme dans les cas précédents, ces travaux partent de résultats intermédiaires certes bien établis, mais valides uniquement dans des cas bien spécifiques qui ne correspondent pas en général aux situations expérimentales. Au vu de ces travaux, il apparaît donc qu'il manque un modèle de référence capable de décrire correctement la dynamique des atomes dans un MOT. En plus de reproduire les observations expérimentales, un tel modèle aiderait à déterminer précisément les analogies qui peuvent exister entre un MOT et d'autres systèmes, comme par exemple les plasmas.

Nous présentons ici un modèle cinétique exhaustif décrivant la dynamique des atomes dans un MOT 1D. Dans l'espace des phases à deux dimensions, le nuage d'atomes froids est décrit par la densité dans l'espace des phases  $\rho(x,p,t)$ ,  $x$  et  $p$  étant respectivement la position et l'impulsion, et  $t$  le temps. Pour décrire la dynamique des atomes froids, nous dérivons directement l'équation d'évolution de  $\rho(x,p,t)$  à partir des principes de base de la physique atomique, dans le cas le plus général possible. Notre objectif étant de décrire la réalité expérimentale, nous évitons les approximations initiales trop restrictives. En particulier, nous ne nous plaçons pas dans la limite des faibles saturations, comme en [10].

Les équations d'évolution du système sont obtenues en deux étapes : nous supposons d'abord que nous connaissons les intensités des faisceaux piégeants en tous points du piège, et nous en

déduisons l'équation d'évolution de la densité dans l'espace des phases. Puis nous écrivons l'équation de propagation des faisceaux en supposant que nous connaissons la densité atomique dans l'espace des phases. Nous obtenons alors pour la densité l'équation d'évolution suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{p}{m} \frac{\partial}{\partial x} \rho + \frac{\partial}{\partial p} (F \rho) - \frac{\partial^2}{\partial p^2} (D \rho) = -\frac{\rho}{\tau} + \lambda$$

où  $F$  est la force moyenne exercée sur les atomes,  $D$  le coefficient de diffusion en impulsion,  $\tau$  est l'intervalle de temps moyen entre deux collisions avec les atomes chauds de la vapeur, et le terme source  $\lambda$  est dû aux collisions entre atomes chauds. Les trois premiers termes de cette équation sont caractéristiques d'un modèle cinétique de type Vlasov, excepté pour le troisième, car ici la force dépend de la vitesse des particules. Ce troisième terme est donc un terme de dérive, tandis que le quatrième est un terme de relaxation. Ces deux derniers termes forment donc une description de type Fokker-Planck.

Au final, notre nuage d'atomes froids est donc décrit par une équation de Vlasov-Fokker-Planck, et rejoint donc la grande diversité des systèmes décrits par ce type d'équations : les plasmas, les étoiles, les milieux granulaires, les électrons dans des anneaux de stockage, ... Dans ces systèmes, les termes de Fokker-Planck modélisent l'immersion des particules dans un bain thermique, qui correspond pour les atomes froids aux faisceaux laser. Mais dans le cas des atomes froids, un second bain, les atomes chauds de la vapeur, produit un deuxième terme de relaxation ainsi qu'un terme source (les termes de droite dans l'équation). En effet, un MOT standard est un système ouvert, où la population totale peut varier.

Cette équation de Vlasov-Fokker-Planck est couplée à deux équations différentielles décrivant la propagation des faisceaux piégeants dans le nuage d'atomes froids, et nous trouvons là une deuxième différence par rapport aux plasmas : les faisceaux laser ne sont pas un vrai bain thermique, puisque les atomes réagissent sur les faisceaux par l'intermédiaire de l'absorption. Contrairement à ce qui se passe dans les plasmas, les équations de propagation ne se résument pas à une équation de Poisson, en particulier en cas de saturation.

En conclusion, nous avons écrit une description générale du piège magnéto-optique, montrant les différences et les fortes ressemblances entre le nuage d'atomes froids et d'autres systèmes, comme notamment les plasmas. Un deuxième terme de relaxation et un terme source peuvent changer drastiquement la dynamique du nuage, mais en se plaçant dans des configurations choisies, comme par exemple un double piège dont l'un serait isolé de la vapeur chaude, on peut se rapprocher de la description des systèmes régis par des équations de Vlasov-Fokker-Planck standard. Les pièges magnéto-optiques apparaissent donc comme un outil très prometteur de simulation de ces systèmes.

## RÉFÉRENCES

- [1] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell, *Science* **269** 198-201 (1995)
- [2] L. Guidoni and P. Verkerk, *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.* **1** R23 (1999)
- [3] *Cold Molecules : Theory, Experiment, Applications*, edited by Roman Krems, Bretislav Friedrich and William C. Stwalley (CRC Press, Boca Raton, 2009)
- [4] D. Wilkowski, J. Ringot, D. Hennequin and J. C. Garreau, *Phys. Rev. Lett.* **85** 1839-1842 (2000)
- [5] G. Labeyrie, F. Michaud and R. Kaiser, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 023003 (2006)
- [6] T. Pohl, G. Labeyrie, and R. Kaiser, *Phys. Rev. A* **74**, 023409 (2006)
- [7] T.G. Walker, D.W. Sesko, and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 408 (1990)
- [8] L. Pruvost, I. Serre, H. T. Duong, and J. Jortner, *Phys. Rev. A* **61**, 053408 (2000)
- [9] D. Hennequin, *Eur. Phys. J. D* **28** 135-147 (2004)
- [10] J. T. Mendonça, R. Kaiser, H. Terças, and J. Loureiro, *Phys. Rev. A* **78**, 013408 (2008)

**PEIGNE DE FRÉQUENCE OPTIQUE À LA LIMITE QUANTIQUE  
POUR LA MÉTROLOGIE QUANTIQUE**

**Roman Schmeissner<sup>1</sup>, Brahim Lamine<sup>1</sup>, Claude Fabre<sup>1</sup>, Nicolas Treps<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Laboratoire Kastler Brossel, Université Pierre et Marie Curie – Paris 6, ENS, CNRS  
4, Place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France*

nicolas.treps@upmc.fr

**RÉSUMÉ**

Les lasers femtosecondes à verrouillage de mode, ou peignes de fréquence, permettent de réaliser des mesures de fréquence ou de temps de très grande précision. Ultimement, ce sont les fluctuations de ce laser qui limitent la qualité des mesures, et nous proposons donc un nouveau schéma de stabilisation et de caractérisation. L'objectif est d'atteindre la limite quantique standard pour les fluctuations des propriétés du peigne de fréquence émis. La caractérisation des résultats mène directement à une mesure de positionnement dans l'espace temps à la limite théorique de Cramér-Rao.

**MOTS-CLEFS :** PEIGNE DE FRÉQUENCE, MÉTROLOGIE, LIMITE CRAMÉR-RAO

Les peignes de fréquence sont un outil très répandu en spectroscopie et en métrologie. On exploite avant tout leur grand nombre de fréquences équidistantes pour déterminer l'énergie de transitions électroniques à une très haute précision. Bien que par exemple utilisé en Physico-chimie sous le nom de *contrôle cohérent*, le façonnage de l'amplitude des peignes de fréquence n'est pas encore utilisé en métrologie.

Une étude théorique [1] montre en revanche que l'utilisation du façonnage en combinaison avec la détection homodyne balancée permet de mesurer des distances spatio-temporelles à la limite *Cramér-Rao*. Reposant uniquement sur la théorie d'estimation de paramètres cette limite est fondamentale [2]. Ainsi il sera possible de dépasser les méthodes courantes de *temps de vol* et *comparaison de phase* de plusieurs ordres de grandeur de précision.

Bien que théoriquement performant, ce schéma de détection est en pratique limité par la stabilité de la source de signal. Haus et al. [3] ont mis en évidence la quasi totalité des sources de bruit des lasers à verrouillage de modes passifs. L'émission spontanée dans le milieu actif ainsi que les fluctuations des propriétés de la pompe sont ainsi les obstacles majeurs.

On propose ici un nouveau schéma pour stabiliser les propriétés d'un faisceau de pompe qui mène à la génération d'un peigne de fréquence. Il est connu que l'asservissement de l'intensité de pompage peut stabiliser les fréquences absolues d'un peigne. Cependant, les fluctuations de pointé n'ont pas encore été considérées. Elles seront filtrées par une cavité de filtrage de haute finesse, une technique empruntée de l'optique quantique [4].

L'objectif de ce filtrage sera de ramener les fluctuations du peigne généré à la *limite quantique standard* (SQL). Cette limite est imposée par les fluctuations quantiques des propriétés de la lumière et est non négligeable même pour un peigne de fréquences parfaitement cohérent.

Pour déterminer les performances de cette source de lumière, on utilisera la technique de détection homodyne balancée. Elle permet de mesurer les fluctuations de différents paramètres d'un peigne en fonction du façonnage de l'oscillateur local [1, 2]. Sa sensibilité s'étend jusqu'en dessous de la limite quantique standard. Un exemple d'un paramètre d'un peigne de fréquence est son taux de répétition.

La variation du taux de répétition étant équivalente à une variation des distances entre impulsions, et les fluctuations de distances étant suffisamment faibles, leur détermination correspond à une mesure de distances spatio-temporelles – l'objectif du schéma proposé en [1]. Du fait de la haute précision attendue de cette mesure, une vérification d'un modèle statistique du laser à verrouillage de modes [4] sera aussi possible.

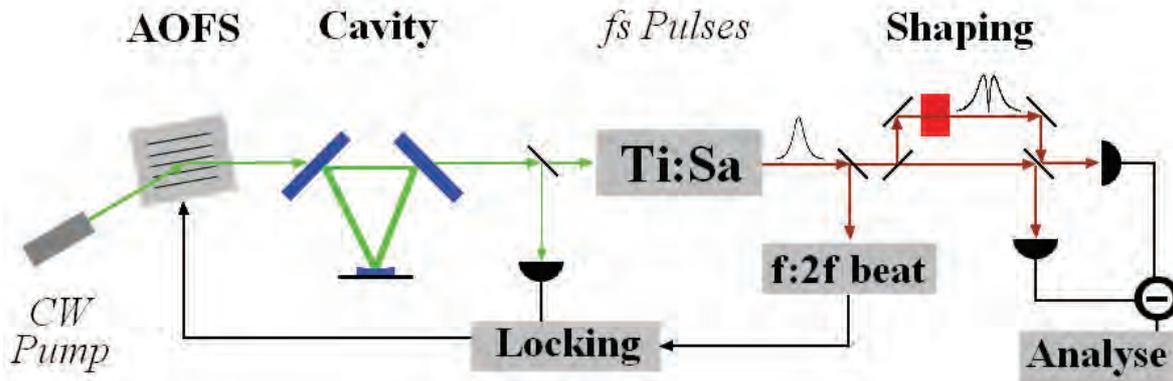


Fig. 1 : Schéma de l'expérience : La source de lumière est un laser à verrouillage de modes stabilisé. Une détection homodyne équilibrée réalise une projection temporelle des impulsions initiales sur le mode d'un oscillateur local, obtenu par un façonnage d'impulsions. Cette mesure détermine les fluctuations du taux de répétition et est équivalente à une mesure de distances spatio-temporelles à la limite Cramér-Rao.

L'expérience montrée en Fig. 1 consiste en trois parties : La génération et stabilisation des impulsions, leur façonnage et leur détection. Un levier de fréquence acousto-optique (AOFS) en combinaison avec une cavité de haute finesse permettent de stabiliser les fréquences absolues du peigne, qui sont liées à son taux de répétition. La réduction du bruit de pompage induite par la cavité mène à une suite régulière d'impulsions dont les propriétés fluctuent à la limite quantique standard. Cette propriété peut être vérifiée par une détection homodyne équilibrée. Elle réalise une projection temporelle des impulsions sur le mode temporel d'un oscillateur local (LO). Les fluctuations du LO ne contribuent pas au résultat si son intensité est suffisamment grande. Si par exemple le mode du LO consiste en la dérivée de celle du signal, on mesure les fluctuations du taux de répétition [1]. Avec des propriétés de la source de signal à la limite quantique, on réalise ainsi à une mesure de distances spatio-temporelles à la limite Cramér-Rao.

Des outils de filtrage et de détection de l'optique quantique peuvent être appliqués à la génération et caractérisation d'un peigne de fréquence. L'application d'un nouveau schéma métrologique de haute performance est ainsi rendue possible.

#### RÉFÉRENCES

- [1] N.Treps, B.Lamine, C.Fabre, Quantum improvement of time transfer between remote clocks, Phys. Rev. Lett. 101 (2008), 123601, 1-4
- [2] O. Pinel, J. Fade, N. Treps, C. Fabre, General Cramer-Rao bound for parameter estimation using Gaussian multimode quantum resources, arXiv (2010), quant-ph:1008.0844v1
- [3] A. Mecozzi, H. A. Haus, Noise of mode-locked lasers, IEEE J.Quant.Electron. 29 (1993), No. 3, 983996
- [4] J. Janousek, Investigation of non-classical light and its application in ultra sensitive measurements, PhD Thesis, TU of Denmark, December, 2007
- [5] M. Katz, O.Gat, B.Fischer, Noise-induced oscillations in fluctuations of passively mode-locked pulses, Opt. Lett. 35 (2010), No. 3

## VERS UNE PREMIERE OBSERVATION DE LA NON-CONSERVATION DE LA PARITE DANS LES MOLECULES CHIRALES, PAR SPECTROSCOPIE LASER

Clara Stoeffler<sup>1</sup>, Benoît Darquié<sup>1</sup>, Alexander Shelkovnikov<sup>1</sup>, Christophe Daussy<sup>1</sup>, Anne Amy-Klein<sup>1</sup>, Christian Chardonnet<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Physique des Lasers, UMR 7538 CNRS – Université Paris 13, Institut Galilée,  
93430 Villetaneuse, France

amy@univ-paris13.fr

### RÉSUMÉ

Depuis sa prédiction théorique en 1974, l'observation de la violation de la parité dans les molécules reste un défi expérimental. Nous proposons d'observer une différence dans le spectre rovibrationnel des deux énantiomères d'une molécule chirale par la technique des franges de Ramsey à deux photons dans un jet supersonique. Nous présentons ici les premières étapes vers la concrétisation d'une telle expérience, notamment la spectroscopie d'absorption laser en cellule et en jet supersonique d'une molécule test, le méthyltrioxorhénium.

**MOTS-CLEFS :** *non-conservation de la parité ; jet moléculaire supersonique ; spectroscopie laser à ultra-haute résolution ; métrologie*

### 1. INTRODUCTION

Depuis sa prédiction théorique en 1974 [1], le phénomène de non conservation de parité (NCP) dans les molécules chirales n'a encore jamais été observé. Cette NCP, induite par l'interaction faible, devrait se traduire par une différence en fréquence si l'on compare la même transition rovibrationnelle de deux énantiomères d'une molécule chirale. Cet effet est cependant très fin et sa mesure est un réel défi expérimental. Le principe de l'expérience que nous proposons ici est d'enregistrer simultanément les spectres de ces deux énantiomères, à l'aide d'une méthode de spectroscopie de très haute résolution.

### 2. CONTEXTE ET DISPOSITIF EXPERIMENTAL ENVISAGE

Dans les années 2000, notre équipe a déjà tenté d'observer la NCP dans une expérience d'absorption saturée en cavité Fabry-Perot sur une transition à 30 THz ( $\sim 10 \mu\text{m}$ ) de la molécule chirale CHFClBr. La sensibilité de l'expérience, alors de  $10^{-13}$ , n'était toutefois pas suffisante pour mettre en évidence un déplacement fréquentiel attendu à  $6 \times 10^{-17}$  en valeur relative (soit 1,7 mHz) [2]. Nous développons actuellement une nouvelle expérience de spectroscopie de molécules en jet supersonique, s'appuyant sur la technique de très haute résolution des franges de Ramsey à deux photons. En sondant dans un même dispositif expérimental un jet alternativementensemencé de molécules droites et gauches, et grâce à notre expertise en matière de contrôle de la fréquence absolue des lasers CO<sub>2</sub> d'interrogation, nous devrions atteindre une sensibilité de  $10^{-15}$  sur la mesure de la différence de fréquences entre molécules droites et gauches [3]. En outre, des travaux théoriques récents [3] prédisent un effet de NCP 1000 fois plus important pour des molécules organométalliques ( $\sim 1 \text{ Hz}$  soit  $10^{-13}$  en valeur relative), comparé à CHFClBr. Tout ceci permet d'envisager d'obtenir une sensibilité suffisante pour la première observation de la NCP moléculaire.

### 3. PREMIERS RESULTATS

Ce projet est rendu possible grâce à une forte collaboration entre différents groupes aux compétences variées : chimistes (théoriciens ou spécialistes de la synthèse chirale), spectroscopistes et physiciens moléculaires. Un point essentiel est de cibler une molécule candidate qui soit stable, facile à synthétiser et à séparer en forme droite et gauche avec une bonne pureté énantiomérique,

possédant un effet de NCP mesurable, et à partir de laquelle il soit possible de réaliser un jet supersonique intense et froid. Les complexes organométalliques que nous envisageons de sonder sont à l'état solide à température ambiante. Bien que des complexes de rhénium chiraux aient déjà été synthétisés [3], aucun ne s'est avéré assez stable sous l'effet du chauffage, lors de tentatives d'évaporation dans le but d'ensemencer un jet supersonique de gaz rare.

Nous nous concentrons actuellement sur le méthyltrioxorhénium (MTO), molécule test idéale, réputée pour se sublimer à basse température, parente des molécules chirales candidates en cours de synthèse envisagées pour le test de non-conservation de la parité [3-4]. Nous avons récemment obtenu nos premiers spectres de MTO autour de  $975\text{ cm}^{-1}$ . Des spectres d'absorption saturée à ultra-haute résolution en cellule à  $\sim 300\text{K}$  (Fig. 1), ainsi que des spectres d'absorption linéaire en jet supersonique sur le dispositif destiné à l'observation de la NCP ont pu être enregistrés. Par ailleurs, une analyse combinée de ces résultats et de données obtenues par nos collaborateurs, par spectroscopie à transformée de Fourier infra rouge et micro onde, a permis une étude détaillée du mode d'élongation antisymétrique  $\text{Re}=0$  du MTO qui a mené à la détermination des paramètres spectroscopiques, y compris hyperfins, des états fondamental et excité ( $\nu=1$ ) [4]. Une étude similaire devra être entreprise avec la molécule chirale candidate. Ce travail montre la faisabilité et l'efficacité de cette procédure.

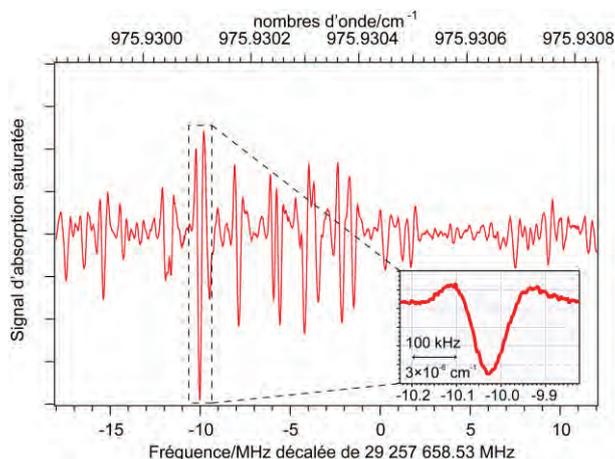


Fig. 1 : Spectre d'absorption saturée du MTO en cellule à 300K (détecté en harmonique 2 après modulation de fréquence).

### PERSPECTIVES

Des dérivés chiraux du MTO sont en cours de synthèse. Dans l'attente de ces échantillons chiraux, nous travaillons à l'amélioration du rapport signal sur bruit de nos spectres en jet. Un gain d'un facteur 6 a d'ores et déjà été obtenu, grâce à l'adjonction d'une cellule multi-passage, dans laquelle le faisceau du laser  $\text{CO}_2$  croise 9 fois le jet. Cela permet d'envisager des expériences d'absorption saturée de très haute résolution en jet, nouvelle étape vers l'observation de la non-conservation de la parité moléculaire.

### REFERENCES

- [1] D. W. Rein, "Some Remarks on Parity Violating Effects of Intramolecular Interactions," *J. Mol. Evol.*, vol. 4, p. 15, 1974.
- [2] C. Daussy et al, "Limit on the Parity Nonconserving Energy Difference between the Enantiomers of a Chiral Molecule by Laser Spectroscopy," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, p. 1554, 1999.
- [3] B. Darquié et al, "Progress Toward the First Observation of Parity Violation in Chiral Molecules by High-Resolution Laser Spectroscopy," *Chirality*, vol. 22, pp. 870-884, 2010.
- [4] C. Stoeffler et al, "High resolution spectroscopy of methyltrioxorhenium: towards the observation of parity violation in chiral molecules," *Phys. Chem. Chem. Phys.*, vol. 13, pp. 854-863, 2011.

## CORRÉLATIONS OPTOMÉCANIQUES ET AMPLIFICATION D'UN SIGNAL PAR ACTION EN RETOUR

**Alexandros Tavernarakis, Pierre Verlot, Tristan Briant, Pierre-François Cohadon, Antoine Heidmann**

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

alexandros.tavernarakis@spectro.jussieu.fr

### RÉSUMÉ

Les effets quantiques de la pression de radiation induisent des limites fondamentales sur la sensibilité des mesures interférométriques, telles que les antennes gravitationnelles. L'objectif de notre expérience est de mettre en évidence ces effets en utilisant une cavité de grande finesse dont un miroir est mobile. En envoyant dans la cavité deux faisceaux laser nous cherchons à observer des corrélations quantiques induites par le mouvement du miroir sous l'effet de la pression de radiation. Nous avons aussi démontré la possibilité d'améliorer la sensibilité par action en retour de la lumière dans la mesure.

**MOTS-CLEFS :** *Limite Quantique Standard, pression de radiation, onde gravitationnelle*

### INTRODUCTION

La mécanique quantique impose qu'à tout processus de mesure soit associé une action en retour sur le système mesuré, qui limite la sensibilité de la mesure. Il en est ainsi pour les mesures interférométriques, telles que celles utilisées pour la détection des ondes gravitationnelles : les effets de la pression de radiation exercée par la lumière sur les miroirs de l'interféromètre induisent l'existence d'une Limite Quantique Standard (LQS) à la sensibilité de la mesure. Nous cherchons à mettre en évidence ces effets en utilisant une cavité optique dont un miroir est mobile. La grande finesse de la cavité nous permet aujourd'hui de détecter des déplacements très petits du miroir, de l'ordre de  $10^{-20}$ m, suffisant en principe pour voir le bruit de position produit par les fluctuations quantiques de la pression de radiation. En plus de l'observation des corrélations optomécaniques entre la lumière et le mouvement du miroir, l'objectif de notre expérience est également de démontrer des mécanismes permettant d'améliorer la sensibilité au-delà de la LQS, tels que l'amplification d'un signal par action en retour que nous avons récemment démontrée.

### 1. CORRÉLATIONS OPTOMÉCANIQUES

Pour observer les corrélations optomécaniques entre le mouvement du miroir et le bruit quantique de la pression de radiation, on utilise le montage de la figure 1 où deux faisceaux sont envoyés dans la cavité : les fluctuations quantiques du faisceau intense vont faire bouger le miroir mobile par pression de radiation, alors que la position du miroir est mesurée par le changement de phase d'un faisceau sonde moins intense. Les corrélations intensité-phase entre les deux faisceaux fournissent une mesure directe des corrélations optomécaniques. Nous avons pu mettre en évidence les corrélations optomécaniques dans le régime classique où le bruit de pression de radiation, produit par une modulation classique du faisceau incident, est prédominant devant le bruit thermique [1]. Nous sommes également allés plus loin en appliquant un bruit classique à un niveau plus faible que le bruit thermique : en effectuant une moyenne temporelle des corrélations, nous avons été en mesure d'extraire la contribution due à la pression de radiation (fig. 2). Nous sommes en train de suivre cette voie pour observer expérimentalement les fluctuations quantiques de la pression de radiation.

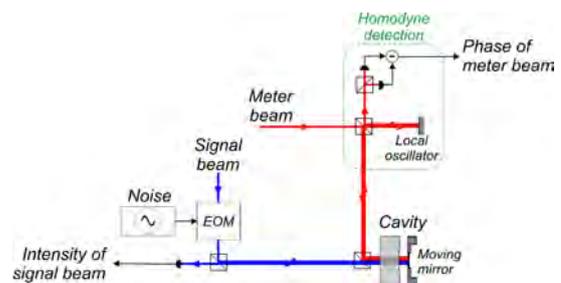


FIGURE 1 : Montage de double injection de faisceau laser pour observer des corrélations optomécaniques dans une cavité optique à miroir mobile

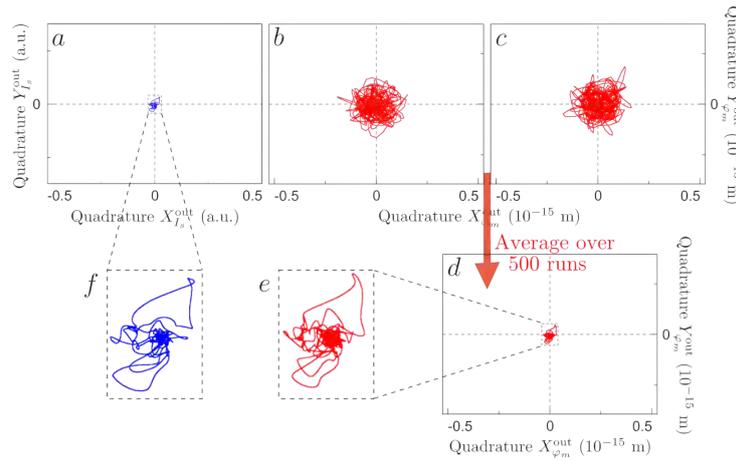


FIGURE 2 : Trajectoires dans l'espace des phases du bruit d'intensité du faisceau intense (*a*) et du bruit de phase du faisceau sonde (*b* et *c*) qui reproduit essentiellement l'agitation thermique du miroir. En moyennant ces trajectoires sur un grand nombre d'acquisitions, on retrouve toutefois le bruit de pression de radiation (*d*).

## 2. AMPLIFICATION D'UN SIGNAL PAR ACTION EN RETOUR

De nombreux mécanismes ont été proposés pour pousser la sensibilité au-delà de la LQS. Une possibilité étudiée dans le cadre de la détection des ondes gravitationnelles consiste à désaccorder la cavité que constitue l'interféromètre pour profiter des effets de ressort optique induits par la pression de radiation. Nous avons démontré cet effet avec notre expérience, qui se traduit par une amplification optomécanique du signal : en utilisant une modulation de fréquence pour simuler une onde gravitationnelle, l'intensité intracavité est modulée par la variation apparente de la longueur de la cavité produite par le signal. Cela induit un déplacement du miroir mobile proportionnel au signal, qui peut dans certaines conditions venir s'ajouter au signal dans la mesure en sortie de la cavité. En utilisant un analyseur de réseau pour produire le signal et récupérer l'information mesurée par la cavité (voir fig. 3) nous avons démontré une amplification par un facteur 6 du signal lorsque la cavité est désaccordée [2]. Cette amplification se traduit en principe par une amélioration de la sensibilité au-delà de la LQS par un facteur similaire. Cette étude a été financée en partie par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) programme blanc N° ANR-09-BLAN-0207-02 QuRaG.

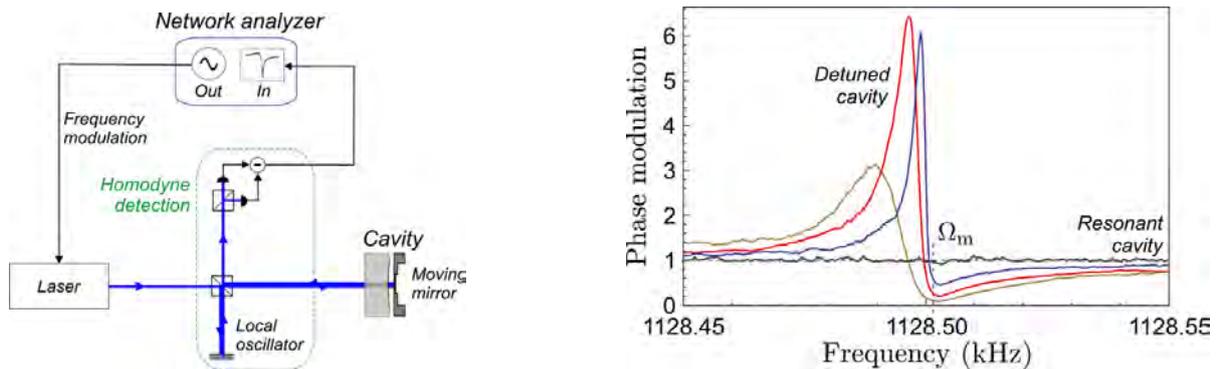


FIGURE 3 : Montage expérimental (à gauche) et démonstration d'un effet d'amplification du signal. Une modulation de fréquence de laser incident produit une variation de longueur apparente de la cavité qui est amplifié par un facteur 6 à une fréquence proche de la résonance mécanique  $\Omega_M$  du miroir mobile (à droite).

## RÉFÉRENCES

- [1] P. Verlot, A. Tavernarakis, T. Briant, P.-F. Cohadon, and A. Heidmann, "Scheme to probe optomechanical correlations between two optical beams down to the quantum level," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, no. 10, p. 103601, Mar 2009.
- [2] —, "Backaction amplification and quantum limits in optomechanical measurements," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, no. 13, p. 133602, Mar 2010.

## NOUVELLES FORMES DE SYNCHRONISATIONS DANS UN LASER BI-FREQUENCE SOUMIS A UNE RETRO-INJECTION DECALEE EN FREQUENCE

J. Thévenin<sup>1</sup>, M. Romanelli<sup>1</sup>, M. Vallet<sup>1</sup>, M. Brunel<sup>1</sup> et T. Erneux<sup>2</sup>

<sup>1</sup>  
*Institut de Physique de Rennes, Université de Rennes 1– CNRS, UMR 6251  
Campus de Beaulieu, 35042 Rennes, France*

<sup>2</sup>  
*Université Libre de Bruxelles, Optique Non-Linéaire Théorique,  
Campus Plaine, CP231, 1050 Bruxelles, Belgique*

jeremie.thevenin@univ-rennes1.fr

### RESUME

Nous démontrons de nouvelles dynamiques d'intensité et de phase dans un laser Nd:YAG bi-fréquence soumis à une rétro-injection décalée en fréquence. Des régimes continus, pulsés périodiques et chaotiques sont isolés. Un accrochage de fréquence est observé dans le cas pulsé. Un modèle d'équations d'évolution à deux modes reproduit les résultats expérimentaux et conduit à une extension du modèle d'Adler standard.

**MOTS-CLEFS :** *lasers bi-fréquences ; rétro-injection ; synchronisation ; chaos*

### INTRODUCTION

Les lasers bi-fréquences permettent d'obtenir des battements de grande pureté spectrale et accordables du Hz au THz [1], ce qui conduit à de nombreuses applications potentielles comme la radio sur fibre, le lidar ou la vélocimétrie Doppler. Dans le but de stabiliser ce battement, une nouvelle méthode consistant à injecter l'un des deux modes dans l'autre a été développée [2]. Nous étudions ici, à la fois expérimentalement, numériquement et analytiquement, les propriétés de synchronisation entre les deux modes propres quand la largeur de la plage d'accrochage  $f_A$  est comparable à la fréquence des oscillations de relaxation du laser  $f_R$ .

### RESULTATS EXPERIMENTAUX & MODELE

Notre laser bi-fréquence Nd:YAG, pompé par diode, émet à 1064 nm. La cavité linéaire contient un étalon et deux lames quart-d'onde qui imposent le régime bi-fréquence, c'est-à-dire l'oscillation simultanée de deux modes propres linéairement polarisés suivant  $x$  et  $y$  et de fréquences respectives  $\nu_x$  et  $\nu_y$ . Nous obtenons un battement en sortie d'un polariseur orienté à  $45^\circ$  de  $x$  et  $y$ , que nous ajustons autour de 200 MHz en modifiant l'orientation des lames intra-cavités. La cavité de contre-réaction se compose d'une cellule de Bragg qui augmente de  $f_{AO}$  la fréquence du faisceau diffracté à l'ordre 1, ainsi que d'une lame quart-d'onde qui, associée au miroir de rétro-injection, fait basculer la polarisation de  $90^\circ$  [cf Fig. 1(a)]. La fréquence de commande  $f_{AO}$  est ajustable autour de 100 MHz : la dynamique du laser bi-fréquence est alors gouvernée par une troisième fréquence optique,  $\nu_x + 2f_{AO}$ . La figure 1(b) montre les fréquences essentielles à la dynamique du laser, parmi lesquelles l'écart  $\Delta\nu = \nu_y - \nu_x - 2f_{AO}$ . Contrairement aux études précédentes [2, 4], nous nous concentrons ici sur le cas où cet écart est du même ordre de grandeur que la fréquence des oscillations de relaxation  $f_R$ .

L'intensité de la rétro-injection est choisie de telle sorte que les deux fréquences propres soient accrochées dans une plage  $\Delta\nu < f_A = 0,8 f_R$  (pour notre laser  $f_R = 70$  kHz). Dès que  $\Delta\nu \geq f_A$ , le laser présente plusieurs régimes complexes à différentes échelles de temps, dont deux exemples sont présentés Fig. 1(c-d). Dans la plage  $f_R < \Delta\nu < 2 f_R$ , on note une modulation

T-périodique ( $T = \Delta\nu^{-1}$ ) de l'état propre  $y$  amenant une modulation de l'intensité du battement. Lorsque  $\Delta\nu$  s'approche de  $2f_R$ , les oscillations de relaxation associées à chaque mode se synchronisent mutuellement, donnant lieu à une modulation pulsée  $2T$ -périodique du battement [cf Fig. 1(d)]. Ces régimes n'apparaissent que pour des taux de rétro-injection faible, i.e.,  $f_A \approx f_R$ .

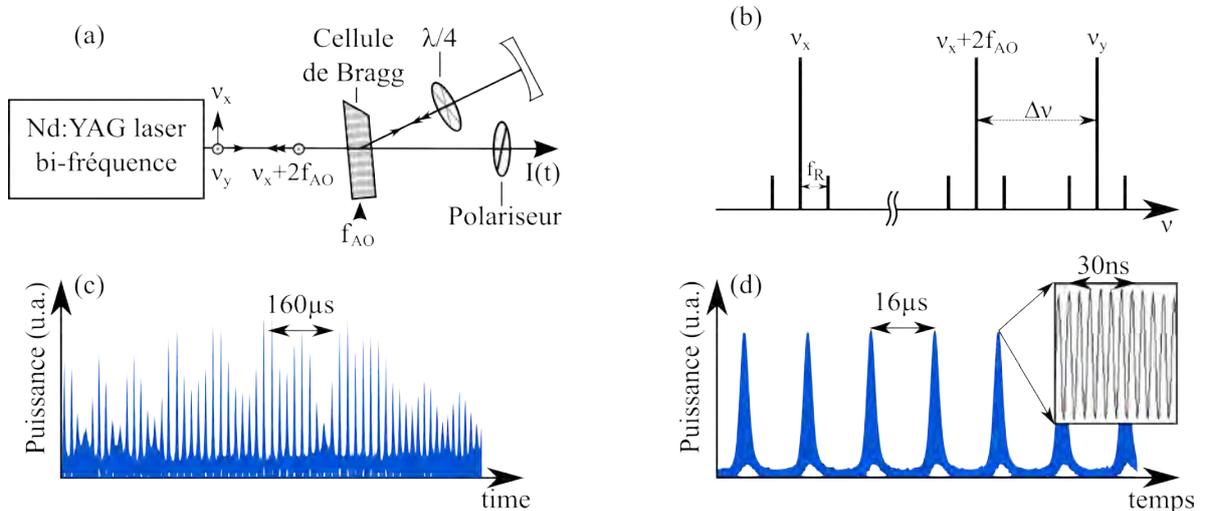


Fig. 1 : (a) Schéma expérimental  $\lambda/4$  : lame quart-d'onde. (b) Schéma des fréquences impliquées dans la dynamique du laser. Chronogrammes expérimentaux de la puissance de sortie du laser bi-fréquence en fonctionnement chaotique, pour  $\Delta\nu = 0.85 f_R$  (c), et pulsé, pour  $\Delta\nu = 1.05 f_R$  (d). Insert (d) : zoom sur le battement au sein d'un pulse.

Toutes ces observations expérimentales sont reproduites par un modèle d'équation d'évolution à 5 variables reliant les populations, intensités et phase relative associés aux deux modes. Une analyse asymptotique montre l'existence de bifurcations de Hopf pour l'intensité. Ce modèle étend l'approche d'Adler standard en prenant en compte l'effet des intensités individuelles des deux oscillateurs non-linéaires couplés.

### PERSPECTIVES

Un des aspects intéressants de cette étude est que la fréquence relative des deux oscillateurs est curieusement préservée, tandis que leurs amplitudes respectives sont chaotiques. Cette dualité cohérence / chaos pourrait compléter le dispositif du lidar chaotique [5] et ouvrir une nouvelle voie dans les transmissions sécurisées sur porteuse optique.

### RÉFÉRENCES

- [1] M. Brunel, N. D. Lai, M. Vallet, A. Le Floch, F. Bretenaker, L. Morvan, D. Dolfi, J.P. Huignard, S. Blanc, and T. Merlet, "Generation of tunable high-purity microwave and terahertz signals by two-frequency solid-state lasers", Proc. SPIE, **5466**, 131 (2004).
- [2] L. Keruevan, H. Gilles, S. Girard, and M. Laroche, "Beat-note jitter suppression in a dual-frequency laser using optical feedback", Opt. Lett. **32**, 1099 (2007).
- [3] T. Erneux and P. Glorieux, *Laser Dynamics* (Cambridge University Press, 2010).
- [4] J. Thevenin, M. Vallet, M. Brunel, H. Gilles and S. Girard, "Beat-note locking in dual-polarization lasers submitted to a frequency-shifted optical feedback", J. Opt. Soc. Am. B **28**, 1104 (2011).
- [5] F-Y. Lin and J-M. Liu, "Chaotic Lidar", IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. **10**, 991 (2004).

## ETUDE DE LA STRUCTURATION MEMBRANAIRE DE CELLULES VIVANTES PAR SPECTROSCOPIE DE CORRÉLATION DE FLUORESCENCE

Pascale Winckler<sup>1</sup>, Aurélie Cailler<sup>1</sup>, Régis Deturche<sup>1</sup>, Richard Le Naour<sup>2</sup>, Hamid Morjani<sup>3</sup>,  
Pierre Jeannesson<sup>3</sup>, Rodolphe Jaffiol<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université de Technologie de Troyes, Institut Charles Delaunay CNRS UMR6279-STMR, Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique, 12 rue Marie Curie, 10010 Troyes, France.

<sup>2</sup> Université de Reims Champagne-Ardennes, Faculté de Pharmacie, IIER/EA 4303, IFR53, 51 rue Cognacq-Jay, 51096 Reims, France.

<sup>3</sup> Université de Reims Champagne-Ardennes, Faculté de Pharmacie, Matrice Extracellulaire Dynamique Cellulaire UMR CNRS 6237, 51 rue Cognacq-Jay, 51096 Reims, France.

rodolphe.jaffiol@utt.fr

### RÉSUMÉ

Nous avons caractérisé la distribution de la microfluidité membranaire de cellules vivantes via des mesures de temps de diffusion par FCS (Fluorescence Correlation Spectroscopy). Pour chaque lignée étudiée, les mesures ont été réalisées sur un grand nombre de cellules, donnant ainsi accès à la répartition typique de la viscosité au sein de la membrane plasmique. Nous avons ainsi pu établir la loi de distribution de la fluidité membranaire à l'échelle de la cellule unique pour différentes lignées cellulaires. Nous montrons qu'il est possible de faire le lien entre le profil des distributions de fluidité et la micro-organisation membranaire à l'aide de simulations Monte-Carlo modélisant la diffusion membranaire. Nous présentons une application de ce résultat dans le domaine de la résistance aux traitements anticancéreux.

**MOTS-CLEFS :** *Spectroscopie de Corrélation de Fluorescence, membrane plasmique, fluidité, P-Glycoprotéine*

### 1. INTRODUCTION

La spectroscopie de corrélation de fluorescence (FCS) est une méthode locale et peu perturbative, parfaitement adaptée à l'étude de la microfluidité *in vivo*. La fluidité de la membrane plasmique dépend de l'organisation de ses constituants (lipides, protéines...). Elle est altérée par la présence d'hétérogénéités de structure contraignant sa dynamique. Ces hétérogénéités peuvent être dues à l'apparition de microdomaines, zones caractérisées par leur composition et structuration particulières, tels que les rafts lipidiques, les cavéoles... En conséquence nous pouvons utiliser la FCS pour explorer l'organisation membranaire de cellules vivantes, via des mesures locales de fluidité au sein de leur membrane plasmique.

### 2. CARTOGRAPHIE DE LA FLUIDITÉ MEMBRANAIRE

Les distributions de fluidité membranaire des lignées cellulaires étudiées ont été établies par des mesures de FCS en différents points de la membrane de chaque cellule, suivant une grille de mesure déterminée. La figure 1 montre une image typique des temps de diffusion obtenue sur une fraction de la membrane. Cette image confirme la nature hétérogène de la membrane plasmique et l'intérêt de sonder localement sa fluidité. Il est nécessaire d'effectuer des mesures sur un grand nombre de cellules afin d'obtenir une statistique suffisante pour établir ces distributions des temps de diffusion membranaires, qui seront représentées sous la forme d'histogrammes de densité de probabilité. Ces distributions sont larges et dissymétriques, elles s'ajustent parfaitement par une fonction analytique simple : la fonction de Gumbel.

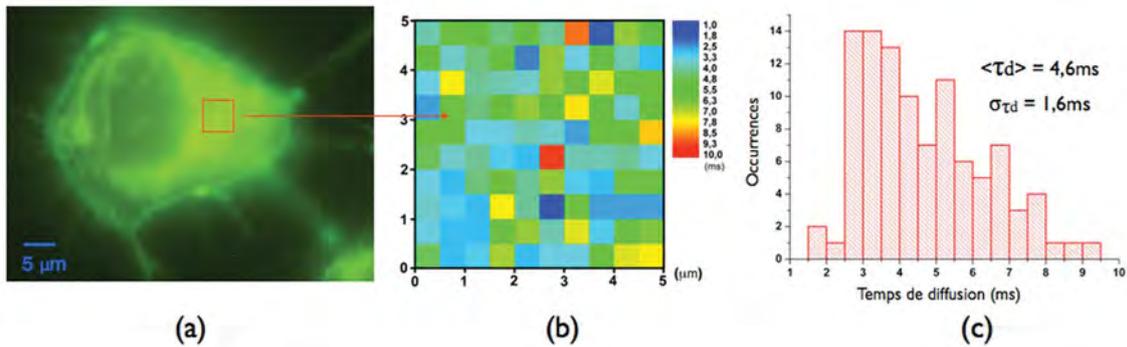


FIGURE 1 : (a) Image de fluorescence d'une cellule MDCKII. (b) Cartographie des temps de diffusion sur une zone de  $5\mu\text{m}$  de côté de la membrane plasmique de cette cellule. (c) Distribution des temps de diffusion correspondante.

### 3. DISTRIBUTION DE FLUIDITÉ ET ORGANISATION MEMBRANAIRE DES CELLULES VIVANTES

L'analyse de la distribution des temps de diffusion (DDA, pour Diffusion-time Distribution Analysis) est une méthode permettant de caractériser les mécanismes influençant la diffusion au sein d'un échantillon hétérogène via l'analyse d'un grand nombre de mesures de temps de diffusion [1]. Nous avons utilisé cette méthode pour sonder finement l'organisation membranaire à partir des mesures de FCS [2]. L'interprétation des résultats obtenus a été facilitée par le développement d'un code Monte Carlo qui reproduit numériquement les expériences réalisées sur les membranes. Nous simulons ainsi une diffusion de molécules fluorescentes dans une grille à deux dimensions comportant des obstacles visqueux. Cette simulation nous permet de montrer le lien entre distribution de fluidité et organisation membranaire en terme de microdomaines.

Dans le domaine de la recherche sur le cancer, la résistance multiple à la chimiothérapie (MDR, MultiDrug Resistance) est en partie liée à des processus biochimiques membranaires. Nous avons appliqué les résultats précédents à l'étude de la fluidité membranaire en présence d'une protéine responsable d'un phénomène de MDR, la P-glycoprotéine (P-gp). Des cellules résistantes issues de la lignée LR73R ont été triées par cytométrie en flux en fonction de leur taux d'expression de P-gp. L'analyse de leurs distributions des temps de diffusion montre que la présence de P-gp restructure la membrane [3]. Ce résultat est compatible avec l'idée que la P-gp, lorsqu'elle est active, s'organise en petit domaine de type "raft" dont la taille est probablement inférieure à  $50\text{nm}$  [4].

#### RÉFÉRENCES

- [1] H. Jankevics, M. Prummer, P. Izewska, H. Pick, K. Leufgen, and H. Vogel, "Diffusion-Time distribution analysis reveals characteristic Ligand-Dependent interaction patterns of nuclear receptors in living cells," *Biochemistry*, vol. 44, no. 35, pp. 11 676–11 683, 2005.
- [2] C. Boutin, Y. Roche, C. Millot, R. Deturche, P. Royer, M. Manfait, J. Plain, P. Jeannesson, J. Millot, and R. Jaffiol, "High heterogeneity of plasma membrane microfluidity in multidrug-resistant cancer cells," *Journal of Biomedical Optics*, vol. 14, no. 3, p. 034030, 2009.
- [3] P. Winckler, R. Jaffiol, A. Cailler, H. Morjani, P. Jeannesson, and R. Deturche, "Plasma membrane microorganization of LR73 multidrug-resistant cells revealed by FCS," *Proceedings of SPIE*, pp. 79 050I–8, 2011.
- [4] S. Orłowski, S. Martin, and A. Escargueil, "P-glycoprotein and 'lipid rafts' : some ambiguous mutual relationships (floating on them, building them or meeting them by chance?)," *Cellular and Molecular Life Sciences : CMLS*, vol. 63, no. 9, pp. 1038–1059, May 2006.

## LASER A CAVITE VERTICALE EXTERNE POUR LA GENERATION D'IMPULSIONS COURTES DE FAIBLE GIGUE TEMPORELLE A 1,55 $\mu$ M

Zhuang Zhao, Sophie Bouchoule, Laurence Ferlazzo, Elisabeth Galopin, Jean-Christophe Harmand, Jean-Louis Oudar

*Laboratoire de Photonique et de Nanostructure (LPN), CNRS, Marcoussis, France*

Zhuang.zhao@lpn.cnrs.fr

### RÉSUMÉ

De nouvelles structures semiconductrices ont été développées, afin d'améliorer les performances d'un laser à cavité verticale externe, pour la génération d'impulsions courtes de faible gigue temporelle à 1,55  $\mu$ m de longueur d'onde, en régime de verrouillage de modes passif.

**MOTS-CLEFS :** *laser à semiconducteur, verrouillage de modes, impulsions courtes*

### 1. INTRODUCTION

Les sources d'impulsions courtes à faible gigue temporelle émettant à 1,55  $\mu$ m peuvent être utiles pour des applications comme la récupération d'horloge tout-optique ou les systèmes d'échantillonnage de haute précision. Dans ce contexte, les lasers à cavité verticale externe en régime de verrouillage de modes sont des candidats prometteurs pour la génération d'impulsions courtes à haute stabilité, en raison de la faible épaisseur du milieu actif semiconducteur et de la haute finesse de la cavité. Néanmoins la puissance émise par ces lasers est souvent limitée par les mauvaises propriétés thermiques des composés quaternaires de la filière InP utilisés pour émettre aux longueurs d'onde proches de 1,55 $\mu$ m. Des solutions pour obtenir une gestion efficace de l'évacuation thermique dans ces structures lasers sont donc activement recherchées. De plus il est important de pouvoir réduire la durée des impulsions émises pour améliorer la précision temporelle d'échantillonnage, ce qui passe en particulier par une augmentation de la rapidité de l'absorbant saturable et une optimisation de la dispersion de retard de groupe au passage par les différents éléments de la cavité.

### 2. OPTIMISATION DE LA GESTION THERMIQUE DES STRUCTURES ACTIVES

Pour limiter l'élévation de température de la zone active en fort taux de pompage, une solution efficace consiste à favoriser la diffusion de la chaleur par le haut, en plaçant une lame de haute conductivité thermique, comme le diamant, par-dessus la structure active [1]. Cette solution présente des inconvénients pour la génération d'impulsions courtes, en raison des interférences parasites qui peuvent être produites par ce diffuseur thermique intracavité. De plus cette solution serait très difficile à transposer à des structures pompées électriquement. Nous avons donc opté pour une structure à gain qui optimise l'évacuation de la chaleur par le bas, c'est-à-dire à travers la structure du miroir hautement réfléchissant supportant la zone active à puits quantiques. La structure optimisée comporte un miroir hybride métal-diélectrique, dont la partie diélectrique est réalisée par croissance métamorphique d'une structure de Bragg GaAs/AlAs (15 paires de couches) de haute conductivité thermique. Une couche d'or complète le miroir et l'ensemble est reporté sur un substrat de diamant au moyen d'une brasure Au-In<sub>2</sub> de faible épaisseur. Une telle structure active, insérée dans une cavité incluant également un miroir absorbant saturable, avait déjà permis d'obtenir des impulsions de 1,7 ps à une température de 25 °C, avec largeur de raie radiofréquence inférieure à 1000 Hz en régime de fonctionnement non cadencé par un signal externe [2]. Nos travaux récents ont porté sur le développement d'une nouvelle approche permettant d'éviter l'utilisation du diamant, afin de réduire le coût de la structure à gain. Ainsi nous avons étudié la possibilité d'utiliser un substrat en cuivre obtenu par électrodéposition. Nous avons comparé cette

approche à la solution utilisant un substrat de diamant CVD par brasure AuIn<sub>2</sub> et à celle utilisant un substrat d'or électrodéposé [3]. La figure 1 montre la comparaison des performances de puissance émise, pour une cavité laser linéaire à fonctionnement continu, pour les trois types de substrats, diamant, cuivre et or. Le niveau maximum de puissance émise est en rapport direct avec la conductivité thermique du substrat ( $\kappa_{\text{Diamant}} = 2000 \text{ W/K.m} > \kappa_{\text{Cu}} = 400 \text{ W/K.m} > \kappa_{\text{Au}} = 300 \text{ W/K.m}$ ).

### 3. MIROIRS ABSORBANTS SATURABLES ULTRA-RAPIDES

Afin de réduire la durée des impulsions (idéalement en dessous de la picoseconde), les caractéristiques du miroir absorbant saturable sont déterminantes, et peuvent faire l'objet d'une optimisation spécifique, que nous décrivons ici. Un des paramètres importants est la gestion de la dispersion de délai de groupe (DDG) [4]. Celle-ci peut être optimisée en s'arrangeant pour que la DDG introduite par la structure de gain soit compensée par celle introduite par le miroir absorbant saturable. Un autre paramètre important est le temps de relaxation de l'absorbant. Nos résultats récents ont permis, grâce à un recuit rapide, d'obtenir des miroirs absorbants saturables avec une composante rapide dont le temps de relaxation est inférieur à 2 ps, comme illustré sur la figure 2.

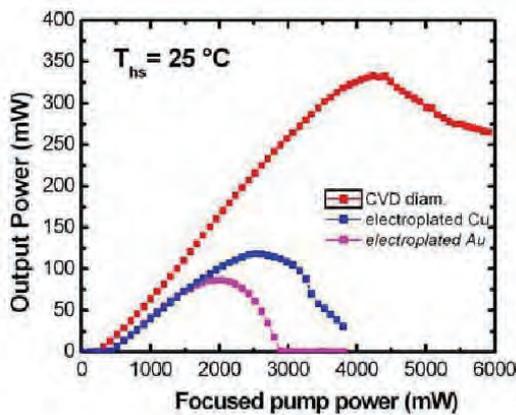


Fig. 1 : Puissance laser en régime continu à la température ambiante, en fonction de la puissance de pompage, pour des substrats de différentes conductivités thermiques.

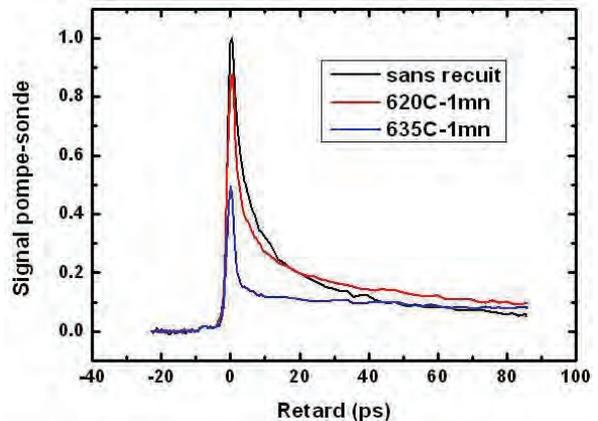


Fig. 2 : Dynamique de relaxation de l'absorption à 1,55 µm de miroirs à absorbant saturable à puits quantique GaInNAsSb/GaAs, ayant ou non fait l'objet d'un traitement thermique.

### CONCLUSION

Les nouvelles structures présentées dans ce résumé possèdent des caractéristiques susceptibles d'apporter une amélioration significative des performances de génération d'impulsions courtes par laser à cavité verticale externe.

### RÉFÉRENCES

- [1] J. Rautiainen, J. Lyytikäinen, A. Sirbu, A. Mereuta, A. Caliman, E. Kapon, and O. G. Okhotnikov, *Opt. Express* 16, 21881 (2008).
- [2] A. Khadour, S. Bouchoule, G. Aubin, J-C. Harmand, J. Decobert, and J-L. Oudar, *Optics Express*, 18, 19902 (2010).
- [3] M. Ortsiefer, R. Shau, G. Bohm, F. Kohler, J. Roskopf, M.-C. Amann, *physica status solidi(a)*, vol. 118, pp. 913-919 (2001).
- [4] M. Hoffmann, O. D. Sieber, D. J. H. C. Maas, V. J. Wittwer, M. Golling, T. Südmeier, and U. Keller, *Opt. Express* 18, 10143 (2010).

## EXALTATION DE L'ÉMISSION SPONTANÉE À 1,53 $\mu\text{m}$ DANS UN GUIDE RÉALISÉ PAR DIFFUSION DE TITANE DANS UN SUBSTRAT DE NIOBATE DE LITHIUM DOPÉ À L'ERBIUM ET POMPÉ OPTIQUEMENT À 980 NM

Qin Zou<sup>1</sup>, Robert Farha<sup>2</sup>, Kamal Ghoumid<sup>3</sup>, et Badr-Eddine Benkelfat<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Télécom SudParis, Institut Télécom, UMR CNRS 5157, 91011 Evry, France

<sup>2</sup> School of Electrical Engineering, Saint-Joseph University, Beirut, Lebanon

<sup>3</sup> Institut FEMTO-ST, Université de Franche-Comté, UMR CNRS 6174, 25030 Besançon, France

qin.zou@it-sudparis.eu

### RÉSUMÉ

Nous proposons la réalisation d'un laser guide d'onde, à base de niobate de lithium dopé à l'erbium (Er:Ti:LiNbO<sub>3</sub>) pour une émission à 1,53  $\mu\text{m}$ . Sa cavité est constituée de deux nanostructures à bande interdite photonique couplées afin de renforcer l'émission spontanée à cette longueur d'onde. Une cellule a été conçue, réalisée et caractérisée. Un gain optique de 8 dB a été obtenu, confirmant ainsi l'effet d'exaltation attendu.

**MOTS-CLEFS:** niobate de lithium dopé à l'erbium; lasers guide d'onde à cristal photonique; exaltation d'émission spontanée; Effet Purcell

### 1. INTRODUCTION

Nous nous proposons d'étudier la faisabilité d'un laser à base de niobate de lithium dopé à l'erbium (Er:LiNbO<sub>3</sub>) dans lequel un guide est réalisé par diffusion de titane (Ti), pour une émission à la longueur d'onde de  $\lambda = 1,53 \mu\text{m}$  (pompage optique à 980 nm). Pour obtenir la résonance proche de  $\lambda$ , la solution proposée est de coupler dans le même guide deux nanostructures à bande interdite photonique: un cristal photonique bidimensionnel sous forme de trous d'air cylindriques et une corrugation latérale de type Bragg (Fig. 1), dont la longueur d'onde de Bragg est légèrement décalée de  $\lambda$  afin que cette dernière puisse se situer à l'un des deux bords de la bande de réflexion du «réseau de Bragg» ainsi créé (densité de modes optique élevée). Cette structure, réalisable en une seule étape de fabrication, vise deux effets simultanés: (1) l'exaltation de l'émission spontanée autour de  $\lambda$  dans le milieu amplificateur, grâce à un ralentissement significatif de la vitesse de groupe à cette longueur d'onde obtenu par ce couplage; (2) le remplacement de la configuration Fabry-Pérot, nécessitant en général un dépôt de couches diélectriques, par une structure DFB.

### 2. RÉALISATION D'UN ÉCHANTILLON ET CARACTÉRISATION PRÉLIMINAIRE [1]

Un cristal photonique dit triangulaire avec un «réseau de Bragg» de 10 périodes a été conçu et réalisé par usinage FIB (Focused Ion Beam) dans un guide Er:Ti:LiNbO<sub>3</sub> de coupe X et propagation Z (Fig. 1), après une optimisation de tous ses paramètres à l'aide du logiciel «Rsoft» (structure de bande, polarisation, transmission, intensité de modes, etc.). Une caractérisation de l'échantillon réalisé, permettant d'ores et déjà de valider le principe proposé, montre bien l'effet attendu de redistribution d'énergie en faveur de l'émission à 1,53  $\mu\text{m}$  dans la bande de 900 à 1600 nm (Fig. 2).

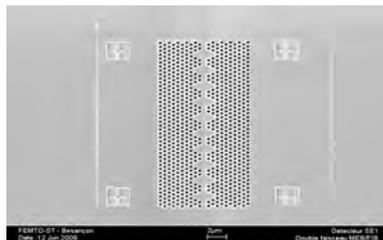


Fig. 1. Une image prise au MEB (microscope électronique à balayage) du cristal photonique étudié («réseau de Bragg» de 10 périodes) gravé par FIB dans un guide Er:Ti:LiNbO<sub>3</sub> [1]. Le diamètre, la périodicité et la profondeur des trous sont respectivement de 290 nm, de 540 nm et de  $\sim 1 \mu\text{m}$  (surface totale:  $22 \mu\text{m} \times 9 \mu\text{m}$ ).

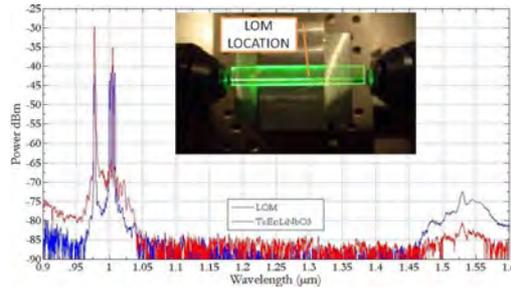


Fig. 2. Spectres d'émission des deux guides Er:Ti:LiNbO3 pompés par un faisceau laser à 980 nm d'une puissance de 50 mW [1]. En rouge: spectre du guide de référence (en l'absence de corrugation). En bleu: celui du guide avec corrugation. En médaillon: l'échantillon sous test. Notons ici qu'un gain de 8 dB à 1,53 μm est obtenu grâce à une diminution de la durée de vie du niveau  $^4I_{13/2}$  des ions erbium dans le LiNbO3.

### 3. MODÈLE

Nous considérons un système à 4 niveaux d'énergie ( $^4I_{15/2}$ ,  $^4I_{13/2}$ ,  $^4I_{11/2}$  et  $^4F_{7/2}$ ), comme il est suggéré dans [2] pour pompage à 980 nm. Voici les équations de base (transition  $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ ):

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\tau_{guide}} = \frac{1}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_{guide,NR}} + \frac{1}{\tau_{APTE}^{(N_2)}} \quad \text{guide de référence} \\ \frac{1}{\tau_{guide}^{DFB}} = \frac{F}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_{guide,NR}} + \frac{1}{\tau_{APTE}^{(N_2)}} \quad \text{guide avec corrugation} \end{array} \right. \quad [2, 3] \text{ et } \left\{ \begin{array}{l} \gamma = \frac{B \times \Delta N}{\tau_{spon}} \quad [4] \\ \eta = 10 \times \log \frac{I_{guide}^{DFB}}{I_{guide}} \end{array} \right. \quad (1)$$

où:

$1/\tau_{21}$  est le taux d'émission spontanée de  $^4I_{13/2}$  vers  $^4I_{15/2}$  (1,53 μm,  $\tau_{21} \sim 2,74$  ms),  $1/\tau_{NR}$  est le taux de recombinaison non radiative,  $F$  est le facteur de Purcell (à 1,53 μm),  $\gamma$  est le coefficient d'amplification (en  $\text{cm}^{-1}$ ),  $B$  dépend de la longueur d'onde,  $\Delta N$  ( $\Delta N = N_2 - N_1$ ) est la différence de population, et  $I$  est l'intensité lumineuse. A partir de ces équations et en négligeant l'effet APTE (Addition de Photons par Transfert d'Energie [2],  $\text{taux} = 1/\tau_{APTE}$ ), nous avons déduit l'expression de  $F$ , qui est entre autres fonction du rapport  $\eta$  (en dB). La condition pour laquelle  $F > 1$  est alors:  $\eta > 10 \times l \times \log e \times (B_{guide}^{DFB} \times \Delta N_{guide}^{DFB} - B_{guide} \times \Delta N_{guide})(1/\tau_{21})$ , avec  $l$ : longueur de guide.

### 4. CONCLUSION

Nous avons proposé et réalisé une source en optique intégrée à cristal photonique émettant à 1,53 μm (pompage optique à 980 nm) à base de niobate de lithium dopé à l'erbium. L'effet laser serait obtenu avec un «réseau de Bragg» de nombre de période plus important.

### REMERCIEMENT

Nous tenons à remercier la centrale de technologie MIMENTO de l'Institut FEMTO-ST à Besançon, en particulier Maria-Pilar Bernal Artajona, pour la fabrication ainsi que la caractérisation complémentaire des échantillons utilisés dans cette étude.

### RÉFÉRENCES

- [1] R. Farha, K. Ghomid, Q. Zou, and B.-E. Benkelfat, "Spontaneous-emission enhancement at 1.55 μm in a titanium-diffused erbium-doped lithium niobate waveguide by use of a laterally over-modulated photonic-crystal structure", IEEE Journal of Quantum Electronics, soumis.
- [2] Arnaud Grisard, «Lasers guides d'onde dans le niobate de lithium dopé erbium», Thèse de Doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, 1997.
- [3] H. Altug, D. Englund, and J. Vučković, "Ultrafast photonic crystal nanocavity laser", Nature Physics, Vol. 2, pp 484-488, 2006.
- [4] Emmanuel Rosencher et Borge Vinter, *Optoélectronique*, Dunod, Paris, 2002.

## Laser Nd : YAG stabilisé sur l'iode en cavité

C. Zumsteg<sup>1</sup>, F. Du Burck<sup>2</sup>, N. Chiodo<sup>4</sup>, K. Djerroud<sup>1</sup>,  
O. Turazza<sup>3</sup>, D. Holleville<sup>1</sup>, M. Lours<sup>1</sup>, O. Acef<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LNE-SYRTE/ Observatoire de Paris / CNRS-UMR 8630 / UPMC- Paris VI

<sup>2</sup> LPL/ CNRS-UMR 7538 / Univ. Paris XIII

<sup>3</sup> APC / CNRS-UMR 7164/ Paris- Diderot Université Paris VII

<sup>4</sup> ARTEMIS/ CNRS-UMR 6162/ Observatoire de la côte d'azur

[ouali.acef@obspm.fr](mailto:ouali.acef@obspm.fr)

**MOTS-CLEFS :** *laser ultra-stable, iode moléculaire, référence de fréquence spatialisable.*

### 1. INTRODUCTION

Le projet LASIC a pour objectif le développement d'une référence de fréquence ultrastable à vocation spatiale, dans une configuration instrumentale originale utilisant une très courte cellule d'iode insérée dans une cavité optique en anneau et de faible finesse. L'objectif visé pour le prototype est d'atteindre une stabilité de fréquence meilleure que  $10^{-14}$  pour des temps d'intégration allant jusqu'à  $10^4$  s. Le volume total du banc optique en cours de développement au laboratoire SYRTE est inférieur à  $0,1 \text{ m}^3$ .

### 2. MOTIVATIONS

Les sources lasers compactes et ultrastables en fréquence sont impliquées dans de nombreuses expériences spatiales ou embarquées, basées sur l'interférométrie optique longue base (type LISA), les vols en formation, les liens laser inter-satellites ou bord-sol, etc ...

Les lasers Nd : YAG ou les lasers à fibre sont particulièrement adaptés pour ces expériences, car ils présentent un faible encombrement, un bruit de phase intrinsèquement bas (largeur de raie ~ kHz) et délivrent des niveaux de puissance élevés ( $> 1$  Watt). Les raies hyperfines de l'iode au voisinage de 532 nm et 515 nm ont des coefficients de qualité supérieurs à  $10^9$  et sont donc susceptibles de conférer des stabilités de fréquence dans la gamme de  $10^{-15}$  aux lasers du type Nd : YAG (@ 1064 nm) ou à fibre Yb (@ 1030 nm) doublés en fréquence.

Le laser Nd: YAG stabilisé sur la composante hyperfine  $a_{10}$  de la raie R(56)32-0 de  $^{127}\text{I}_2$  à 532,245 nm par la technique d'absorption saturée est l'un des étalons de fréquence le plus performant dans le domaine optique. Une stabilité de fréquence de  $5 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$  a été rapportée dès le milieu des années 90 avec une cellule d'iode de 120 cm de long [1]. L'amélioration de ce résultat a nécessité d'accroître encore plus la longueur d'interaction laser/iode avec l'utilisation de multiples passages dans des cellules d'iode de longueur plus courte [2]. Néanmoins, l'alignement optique, et notamment le parallélisme des faisceaux sonde et saturant fondamental pour la technique d'absorption saturée, est une sérieuse limitation pour la répétabilité à long terme de la fréquence du laser asservi sur la raie de l'iode.

Le projet LASIC propose une approche innovante en se basant sur l'utilisation d'une cavité optique de faible finesse ( $F \sim 35$ ) autour d'une cellule d'iode très courte (~10 cm). La longueur d'interaction effective laser/molécules est accrue par un facteur  $(2 \cdot F / \pi)$  et est équivalent dans notre cas à une cellule linéaire de 220 cm. Par ailleurs, le parallélisme « naturel » des deux faisceaux laser (sonde et saturant) imposé par le couplage au mode propre fondamental de la cavité optique permettra d'améliorer en même temps la stabilité à long terme et la répétabilité du laser asservi. En outre, l'utilisation d'un montage en cavité garantit la compacité du système (moins de  $0,1 \text{ m}^3$ ) et donc une meilleure maîtrise de l'environnement thermique du dispositif.

### 3. DEVELOPPEMENTS EXPERIMENTAUX ET RESULTATS PRELIMINAIRES

Le principe du montage expérimental est représenté en Fig. 1. La cellule d'iode de 10 cm de long est insérée dans une cavité optique en anneau de finesse 35 placée sous vide (pression résiduelle  $\sim 10^{-5}$  mbar). Le queusot de la cellule est refroidi à  $-18^\circ\text{C}$  (pression d'iode  $\sim 0.8$  Pa) avec des fluctuations thermiques résiduelles inférieures à 1 mK sur plus de  $10^4$  s. Les autres paramètres physiques susceptibles d'influencer la stabilité de fréquence à long terme du laser asservi sur l'iode (températures, puissances optiques, géométrie des faisceaux, modulation d'amplitude résiduelle, effet Zeeman, etc ...) sont contrôlés pour que leur contribution à la stabilité de fréquence reste inférieure à  $10^{-15}$  en valeur relative. La cellule est ainsi insérée dans un double blindage thermique et magnétique.

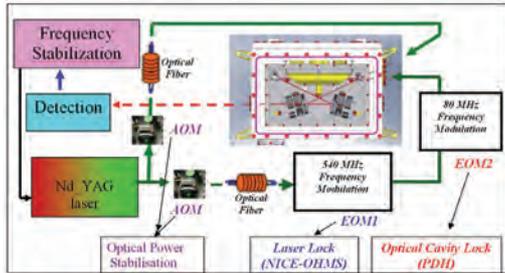


Fig 1 : Schéma du dispositif expérimental

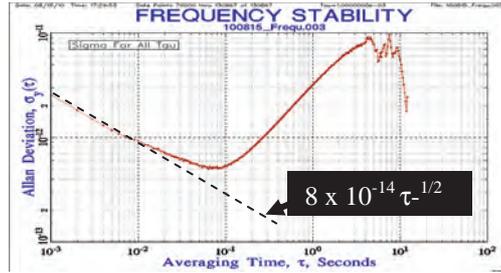


Fig 2 : Stabilité en fréquence du projet LASIC

Le faisceau sonde est modulé en phase à 540 MHz et à 80 MHz par deux modulateurs électro optiques (EOM) indépendants. Le signal @ 80 MHz réfléchi par la cavité optique est utilisé pour stabiliser la longueur optique de la cavité sur la fréquence laser par la technique PDH [3]. Le signal moléculaire est détecté à 540 MHz en transmission de la cavité par la technique NICE-OHMS [4], qui nécessite la détection en même temps de la porteuse optique et la première bande latérale (intervalle spectrale libre de la cavité = 540 MHz). Ce choix de modulation/détection permet une détection des signaux de saturation de l'iode dans un régime limité par le seul bruit de photons. Dans ce cas, la stabilité de fréquence attendue pour ce projet est de l'ordre de  $10^{-14}\tau^{-1/2}$ .

Des premiers tests ont été menés en utilisant une cavité préliminaire de mêmes caractéristiques optiques que la cavité finale, mais opérant à l'air libre et qui s'est avérée moins stable mécaniquement. Une stabilité de  $8 \times 10^{-14}\tau^{-1/2}$  est obtenue pour des temps inférieurs à 100 ms (Fig 2), limitée par une sensibilité mécanique très forte de cette cavité préliminaire.

Pour estimer la stabilité de fréquence à court terme du système LASIC, nous avons mis en place un autre laser Nd : YAG laser stabilisé en fréquence sur une fibre optique de 1 km de long, utilisée comme ligne à retard [5]. Cette approche nous permet d'évaluer les performances à court terme du LASIC sans avoir recours aux horloges optiques du SYRTE et un laser femtoseconde, qui constituent un dispositif instrumental lourd. Le dispositif laser/fibre a été préalablement caractérisé par rapport aux horloges optiques du SYRTE via une fibre optique dédiée de 110 m de long, et présente une stabilité de fréquence à court terme meilleure que  $10^{-13}$  pour des temps compris entre 1 ms et 1 s. Pour des temps d'intégration  $> 1$  s, la stabilité est dégradée par la dérive de fréquence de 100 Hz /s induite par la température de la fibre optique.

La cavité finale du projet LASIC, conçue plus rigide mécaniquement et opérant sous vide, est en cours d'intégration. Elle permettra d'atteindre les performances visées au niveau de  $10^{-14}\tau^{-1/2}$  pour la stabilité de fréquence.

### REFERENCES

- [1] L. Mark. L. Eickhoff and J. L. Hall, IEEE Trans. On Instrum. And Meas.,VOL. 44, NO. 2, p 155 (1995)
- [2] E. Zang, J. Cao, Y. Li, C. Li, Y.Deng, and C. Gao, IEEE Trans. on Instrum. And Meas. Vol. 56, N°2,2007
- [3] R. W. P. Drever *et al.*,Appl. Phys. B: 31,97–105, 1983.
- [4] L. S. Ma,J. Ye, P. Dube´ and J. L. Hall, J. Opt. Soc. Am. Vol. 16, No. 12, Dec. 1999
- [5]F. Kélifian, H. Jiang, P. Lemonde and G. Santarelli , Optics Lett. Vol. 34 N° 7, April. 2009.

## À LA LUMIÈRE DU LASER : LA BRETAGNE UNIT SES FORCES POUR FÊTER LE CINQUANTENAIRE DU LASER

**Thierry Chartier<sup>1,2</sup>, Esther Heinrich<sup>1,2</sup>, Sylvain Fève<sup>1,2</sup>, Pascal Besnard<sup>1,2</sup>, Danielle Graviou<sup>1,2</sup>,  
Jean-Claude Simon<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> Université européenne de Bretagne, 5 Boulevard Laënnec, 35000 Rennes, France

<sup>2</sup> CNRS, Foton (UMR 6082), Enssat, 6 rue de Kerampont, 22300 Lannion, France

thierry.chartier@enssat.fr

L'année 2010 fut l'année des 50 ans de l'invention du laser. Le laboratoire CNRS Foton et l'Enssat ont saisi cette opportunité exceptionnelle pour rassembler des acteurs régionaux complémentaires [1]. Tout au long de l'année 2010, l'opération « A la lumière du laser » [2] a proposé une programmation dense et diversifiée, adaptée à chaque catégorie de public : scolaires, étudiants, enseignants, chercheurs, entreprises et grand public. Différents outils pédagogiques et des moyens de communication spécifiques ont été développés. Citons par exemple :

- des valises pédagogiques, des expositions itinérantes et une maquette laser ;
- un site web de ressources pédagogiques sur les lasers [3] ;
- un ouvrage : « Le laser et ses applications, 50 ans après son invention » sous la direction de P. Besnard et P.-N. Favennec, Hermes Science Publications, 2010 ;
- des conférences (pour la formation des enseignants, des étudiants, des professionnels et du grand public) dont certaines sont disponibles en vidéo [4];
- un colloque scientifique national « Du laser aux systèmes fibrés, 50 ans d'innovation au service de tous ! » ;
- un documentaire de 52 min : « Laser et chercheurs : des protagonistes discrets » de Nicola Satta et Maud Gicquel-Guezo ;
- des spectacles de théâtre scientifique ;
- des éditions spéciales (Sciences Ouest, Amplitel) ;
- etc.

Le bilan de l'opération fait état de plus de 100 actions proposées dans 22 villes bretonnes (Brest, Lannion, Rennes, St Briec, ...). Au final, ce sont quelques 33 000 personnes qui ont été touchées par l'opération « A la lumière du laser ».

### REMERCIEMENTS

Cette opération a bénéficié du soutien du Conseil Régional de Bretagne, de Lannion-Trégor-Agglomération, du Conseil Général des Côtes d'Armor, de Rennes Métropole, de l'Université de Rennes 1, du CNRS, de la Chambre de Commerce et d'Industrie des Côtes d'Armor, de l'Insa de Rennes, du pôle Images & Réseaux, de Captronic, de Keopsys, d'Idil, de Yenista, de Manlight, d'Ixfiber, de Quantel, de Laseo, d'Oxxius et de la Ville de Lannion.

### RÉFÉRENCES

- [1] Les partenaires de l'opération sont : Enssat, Foton, Adit, Abret la clé des sciences, Apast, Cité des télécoms, CNRS, Enib, Espace des sciences, pôle Images et Réseaux, Insa Rennes, IPR, IUT de Lannion, Lycée Félix Le Dantec, Institut Maupertuis, Meito, Perfos, Université de Bretagne Occidentale, Université de Bretagne Sud, Université de Rennes 1.
- [2] [www.laser50ans-bretagne.fr](http://www.laser50ans-bretagne.fr)
- [3] [www.abret.asso.fr/50ansdulaser/pages\\_web/page\\_titre.html](http://www.abret.asso.fr/50ansdulaser/pages_web/page_titre.html)
- [4] <http://www.canal-u.education.fr/producteurs/enssat/>

## **Transmission d'un signal par voie optique**

*N. Chateur et L. Gallais  
Ecole Centrale Marseille*

Les télécommunications sont un domaine en plein essor du fait de la multiplication des services et des besoins accrus en transmission de débit. Le choix d'un support de transmission est un critère important dans la phase de conception d'un système de communication. En effet la conception d'un système de communication passe, avant toute chose, par la définition des performances que doit avoir le support de transmission : distance de communication, bande passante et immunité électromagnétique sont autant de grandeurs qui caractérisent ces supports.

Ce support de transmission peut être le cuivre avec les câbles coaxiaux, la silice ou le plastique avec les fibres optiques ou bien encore l'air dans le cas des liaisons hertziennes ou en espace libre. Les systèmes de télécommunications par fibre optique se sont imposés du fait de leur propriétés exceptionnelles en termes de bande-passante, d'atténuation,...et sont actuellement massivement utilisées.

Le montage proposé a pour objectif de présenter aux élèves de collège et de lycée les principes de base du fonctionnement d'un système de transmission optique, par le biais de plusieurs démonstrations : transmission d'un signal audio ou vidéo (voix ou image des étudiants) par fibre optique plastique, silice ou en espace libre. Ces montages simples sont utilisés lors de manifestations et permettent de discuter des propriétés des fibres en terme de bande passante, atténuation,...

## Une mallette pédagogique pour l'holographie

Alexandre Escarguel

Espace Science et Culture de l'Université de Provence (ESCUP), case 1, 3 place Victor Hugo, 13331  
Marseille Cedex 3 / Laboratoire PIIM, UMR 6633 CNRS, case 321, Université de Provence, av. Escadrille  
Normandie-Niemen, 13397 Marseille Cedex 20, France.

[alexandre.escarguel@univ-provence.fr](mailto:alexandre.escarguel@univ-provence.fr)

### RÉSUMÉ

J'ai réalisé une mallette pédagogique dédiée à l'holographie dans le cadre des actions de diffusion scientifique de l'Espace Science et Culture de l'Université de Provence (ESCUP). La mallette comprend le matériel complet pour réaliser des hologrammes avec un montage simple, particulièrement robuste vis à vis des vibrations. Ce dispositif est utilisé pour l'enseignement à l'université (licence et master), lors des rencontres entre chercheurs et élèves du secondaire (ateliers ESCUP), ainsi que dans le cadre de la formation continue des enseignants du secondaire. Elle est aussi prêtée à des enseignants qui veulent développer un projet pédagogique sur ce thème.

**MOTS-CLEFS :** *holographie ; interférences ; laser ; pédagogie*

Le principe de l'holographie a été inventé par D. Gabor en 1948 alors qu'il cherchait à améliorer la résolution des microscopes électroniques [1]. Les images en trois dimensions obtenues par cette technique sont réalisées à l'aide d'une source de lumière cohérente (laser) et sont particulièrement réalistes et impressionnantes. Les hologrammes intriguent et permettent d'aborder de nombreux principes physiques d'un niveau variable selon le public visé (propriétés des lasers, couleurs, cohérence, interférences, interférométrie, HVD,...). Cependant, la technique est en général extrêmement sensible aux vibrations parasites.

La mallette holographique présentée à ce congrès est très facilement transportable dans une petite valise et permet de réaliser des hologrammes à peu près n'importe où, pour peu qu'on dispose d'un peu d'obscurité, d'un accès à l'électricité et d'un point d'eau à proximité. Le montage est simple et est optimisé pour être extrêmement robuste vis à vis des vibrations [2]. Il s'inspire de la technique mise au point par Youri Denisyuk [3], lui même s'inspirant des travaux de Gabriel Lippmann sur la photographie interférentielle [4].

Le dispositif est prévu pour être utilisé par des enseignants ayant suivi une formation d'une journée sur l'holographie. Il est aussi utilisé lors de démonstrations devant des élèves du secondaire, ou dans le cadre de filières licence et master de l'université. Une démonstration au cours du congrès permettra de voir son fonctionnement. Le montage permet de faire des hologrammes par réflexion observables en lumière blanche, et il est possible d'illustrer le principe de l'interférométrie holographique, du multiplexage angulaire utilisé dans les HVD, et des filtres holographique « notch » utilisés notamment en spectroscopie Raman.

### RÉFÉRENCES

- [1] D. Gabor, "A new microscopic principle," *Nature* 161, pp. 777-778, 1948
- [2] A. Escarguel, accepté pour publication au « Journal sur l'enseignement des sciences et technologies de l'information et des systèmes », mars 2011.
- [3] Denisyuk, Yu. N., "Photographic Reconstruction of the Optical Properties of an Object in its Own Scattered Radiation", *Dokl. Akad. Nauk. SSR*, 144, 1275- 1278 (1962)
- [4] G. Lippmann, "La photographie des couleurs," *Comptes Rendues des Scéances de l'Académie des Sciences*, Paris, 112, pp. 274-275, 1891

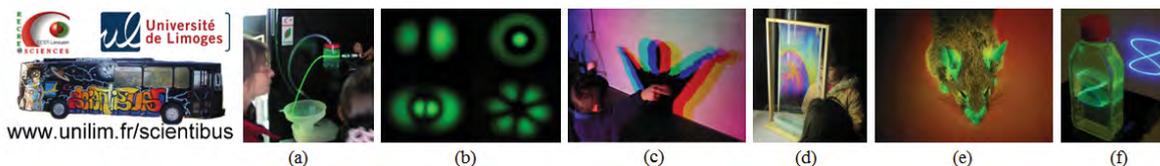
## L'OPTIQUE POUR LA PROMOTION DES SCIENCES DANS LE SCIENTIBUS

Frédéric Louradour, Dominique Pagnoux.

Faculté des Sciences et Techniques de Limoges, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges cedex  
frederic.louradour@xlim.fr

SCIENTIBUS est un laboratoire ambulant opérationnel depuis 2003 dont les objectifs sont la promotion des filières d'enseignement scientifique, la promotion de la recherche scientifique et la diffusion de la culture scientifique. Cette initiative menée par la Faculté des Sciences de Limoges est soutenue par l'université de Limoges, par RECREASCIENCES-CCSTI Limousin, par le Conseil Régional du Limousin et par le CNAM Limousin. Elle profite également de collaborations fréquentes avec les équipes de recherche, les pôles de compétitivité et les PME de haute technologie de la région Limousin. L'équipe d'animation de SCIENTIBUS comprend une trentaine de personnes dont des chercheurs CNRS, des enseignants-chercheurs et des doctorants moniteurs. SCIENTIBUS permet à ces professionnels de la recherche scientifique d'aller vers les scolaires et le grand public au rythme d'une trentaine de journées par an.

L'optique est particulièrement présente dans SCIENTIBUS. Science diffusante, l'optique est parfaitement adaptée pour la mise en scène directe et spectaculaire des autres disciplines comme la chimie (expérience de chimiluminescence ou de cristallisation), la biologie (expérience de fluorescence), la géologie (expérience d'imagerie entre polariseur et analyseurs croisés) et fluorescence de minéraux), la physique (expérience de stroboscopie appliquée à des systèmes vibrants) ...



Exemples d'expériences d'optique présentes dans le SCIENTIBUS : (a) guidage de la lumière dans un filet d'eau par réflexion totale ; (b) excitation sélective des modes d'une fibre optique ; (c) synthèse trichrome ; (d) franges d'égale épaisseur en lumière blanche à la surface d'un fil de savon ; (e) fluorescence d'une souris GFP ; (f) balayage laser. A découvrir aussi dans SCIENTIBUS : un hologramme monumental, les fibres optiques, l'usinage laser, la phosphorescence, le spectre de la lumière visible, le photochromisme et les ultraviolets, la photoélasticimétrie, etc. ...

En 2010 SCIENTIBUS a participé de façon très active à la célébration des 50 ans du laser en partenariat avec les pôles de compétitivité Elopsys et ALPHA Route des Lasers à travers l'organisation d'actions phares à l'extérieur de son périmètre habituel d'intervention (une semaine en région bordelaise, une journée à l'École Polytechnique à Palaiseau et 6 mois d'exposition au Musée des Arts et Métiers à Paris). De nombreuses expériences spécifiques issues de la recherche ont été installées dans SCIENTIBUS à cette occasion : mesure de la vitesse de la lumière, communications optiques en espace libre et par fibre optique, génération d'un continuum de lumière blanche (laser microchip et fibre non linéaire microstructurée), doublage de fréquence optique, modes transverses d'un laser Hene, exposition de composants optiques, usinage et prototypage laser, imagerie de fluorescence par balayage, thermographie infrarouge 10 microns. Dans cette configuration très « optique » SCIENTIBUS a accueilli de nombreux visiteurs parmi lesquels M. Thomas BAER, directeur du département Photonique de l'université de Stanford en Californie et président de la Société d'Optique américaine (OSA). Cet hôte prestigieux a affirmé dans un reportage télévisé « n'avoir jamais rien vu de tel aux USA ». « C'est unique ce bus qui voyage pour présenter ces formidables expériences. » a-t-il conclu.

**Accompagnement, suivi et insertion professionnelle des étudiants**

Agnès Maître, Université Pierre et Marie Curie

agnes.maitre@insp.upmc.fr

Dans la dernière année d'étude, l'insertion professionnelle des étudiants est un point clé dans le pilotage d'une formation et dans les préoccupations des étudiants. Les choix assez déterminants vis-à-vis de leur orientation qu'ils sont amenés à faire cette année là peuvent être difficiles. Aussi l'accompagnement de l'équipe pédagogique peut jouer un rôle important dans leur avenir. Après leur insertion dans la vie professionnelle, le lien entre les anciens, l'équipe pédagogique et les étudiants est un atout important aussi bien pour les jeunes que pour les diplômés.

Ce poster présentera certains des outils mis en place en master 2<sup>(a)</sup> pour accompagner les étudiants et les diplômés :

- des outils d'ordre pédagogique (formulation du projet professionnel, recherche et suivi de stages) seront abordés.
- des outils d'ordre social : constitution du réseau des anciens (suivi des cohortes, réseau social (viadeo), rencontres intergénérationnelles)
- des outils personnels : questionnaires de personnalités utilisés par les recruteurs (SOSIE)

<sup>(a)</sup> Master recherche « LUmière, Matière : Mesures Extrêmes » et master professionnel « Lasers, Matériaux, Milieux Biologiques » de la spécialité Optique Matière Plasmas

## UN LASER A IMPULSIONS ULTRA-BREVES POUR L'ENSEIGNEMENT

Florent Margailan, Catherine Schwob

Centre d'Instrumentation Laser, Master de Physique et Applications, Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, 75252 Paris cedex 05, France

schwob@insp.jussieu.fr

### RÉSUMÉ

Le Centre d'Instrumentation Laser de l'UPMC, service d'enseignement dédié aux lasers et à leurs applications, a récemment acquis un laser Ti :Sa femtoseconde. Notre objectif est d'initier les étudiants, principalement au niveau master, à la manipulation d'un appareil de haute technologie, semblable à ceux utilisés dans les laboratoires de recherche, et à la découverte de sa physique et des applications associées.

**MOTS-CLEFS :** *laser femtoseconde, auto-corrélateur en intensité, supercontinuum*

Nous avons acquis un laser Ti :Sa femtoseconde (MIRA 900 – Cohérent) pompé par un laser Nd :YAG doublé (Verdi 5W- Cohérent) et délivrant des impulsions de l'ordre de 100 fs . Sa cavité ouverte permet l'accès aux différents éléments optiques qui la composent et donc à l'étude des phénomènes physiques qui régissent ce type de laser (prismes pour la compensation de la dispersion de la vitesse de groupe, fente d'ouverture variable pour l'autofocalisation, filtre de Lyot pour la sélection de la fréquence centrale d'émission). Les modes de fonctionnement continu et impulsif peuvent être étudiés indépendamment.

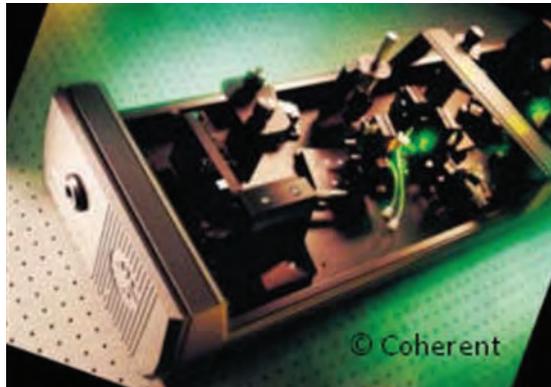


Fig 1 : Laser femtoseconde MIRA 900 (Cohérent)

Les différentes grandeurs caractéristiques de l'émission sont accessibles : mesure de la puissance moyenne, du taux de répétition, du spectre d'émission. De plus, afin de mesurer la durée de l'impulsion, un autocorrélateur en intensité a été développé à l'occasion d'un projet expérimental au niveau M1.

Notre objectif à terme est de développer des applications autour de ce laser. La première étape dans cette direction a consisté à coupler le faisceau de sortie dans une fibre à cristaux photoniques afin de générer un super-continuum.

## L'ABRET la clé des sciences présente " A LA LUMIERE DES LASERS "

**Victor Riche, Michel Tréheux**

*ABRET, la clé des sciences, Cosmopolis, 22560 Pleumeur Bodou – France  
victor.riche@abret.asso.fr*

### **Le laser vient de fêter ses 50 ans en 2010.**

Loin de n'être qu'un objet de science-fiction, nous le croisons tous les jours et l'utilisons sans le savoir. Il nous est même devenu indispensable.

A l'occasion de cet anniversaire, l'ABRET<sup>1</sup>, la clé des sciences, CCSTI<sup>2</sup> labellisé, basé à Lannion, a décidé de réaliser, avec le soutien de ses partenaires scientifiques<sup>3</sup>, différents outils pédagogiques.

Ceux-ci présentent, de façon simple et ludique, les particularités des lasers ainsi que leurs applications les plus courantes ou les plus surprenantes.

A ce titre, deux expositions posters «A la lumière des lasers»<sup>(4)</sup> et «Les Hommes de la lumière»<sup>(5)</sup>, neuf valises pédagogiques et expérimentales<sup>(6)</sup>, une maquette de laser<sup>(7)</sup> et un site internet ressources<sup>(8)</sup> ont été mis en place par nos services.

Ces différentes ressources, finalisées en septembre 2010, ont été présentées depuis, aussi bien par les animateurs que par nos partenaires scientifiques, dans de nombreux établissements scolaires bretons (écoles, collèges et lycéens) ou lors des festivals de Culture Scientifique (Fête de la science, Griffons la science) organisés par nos services.

A ce jour, plus de 20 000 personnes et 160 classes ont ainsi pu découvrir, par l'intermédiaire de ces outils, les enjeux et progrès liés à la technologie Laser.

### **REMERCIEMENTS**

Les auteurs souhaitent remercier les personnels du laboratoire Foton et de l'Enssat (*coordination des "50 ans du lasers Bretagne, validation scientifique des expositions, cahier des charges de 3 valises pédagogiques*), des Ecoles supérieures et Instituts Enib, Insa, IPR et IUFM de Saint-Brieuc (*cahier des charges des 6 autres valises pédagogiques*) ainsi que l'Apast (*validation scientifique des expositions*).

Ces réalisations ont bénéficié du soutien financier du Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche, du Conseil Régional de Bretagne, du Conseil général des Côtes d'Armor.

### **RÉFÉRENCES**

[1] ABRET = Association Bretonne pour la Recherche Et la Technologie

[2] CCSTI = Centre de Culture Scientifique, Technique et Industrielle

[3] Partenaires scientifiques : spécialistes bretons de la photonique (CNRS Foton, Enssat, Enib, Insa, IPR)

[4] Exposition « A la lumière des lasers » composée des panneaux suivants : Titre | Remerciements | Les hommes de la lumière | Bretagne et laser | La lumière en 2 mots | Propriétés de la lumière | Lumière et couleurs | Propriétés de la lumière (2) | LASER | Fonctionnement d'un laser | La puissance d'un laser | Les différents types de laser | Des lasers si différents | Le laser et ses applications | Télécoms et disque compact | Industrie et médecine | Recherche et défense | ...et dans notre vie quotidienne

[5] Exposition « Les Hommes de la lumière » composée des panneaux suivants : Titre | Remerciements | Descartes | Huygens | Newton | Young | Fresnel | Maxwell | Planck | Bohr | Einstein | Kastler | Townes | Schawlow | Maiman

[6] Valises pédagogiques proposant les thèmes suivants : Fontaine lumineuse | Optique géométrique | Diffraction | Couleur | Laser et lumière blanche | Holographie | Fonctionnement du CD Laser | Transmission d'informations par fibre optique | Application du laser

[7] Maquette de laser «Tu lases ou tu looses ?»

[8] Site internet ressources = [www.abret.asso.fr](http://www.abret.asso.fr)

## EXPÉRIENCE DE DÉMONSTRATION D'UNE PHASE GÉOMÉTRIQUE : LA PHASE DE PANCHARATNAM

**Jérémy Riquet, Hugo Bitard, Gérard Tréneç, Alexandre Gauguet, Matthias Büchner, Jacques Vigué et Cécile Robillard**

*Laboratoire Collisions, Agrégats, Réactivité, IRSAMC, Université de Toulouse-UPS et  
CNRS - UMR 5589, 31062 Toulouse France*

En 1956, S. Pancharatnam [1] a étudié de manière générale les interférences en lumière polarisée. Il a montré l'existence d'une phase supplémentaire quand un faisceau revient à son état de polarisation original après trois changements de polarisation. Cette phase est égale à  $-\Omega/2$  où  $\Omega$  est l'angle solide découpé par le trajet de la polarisation sur la sphère de Poincaré. Ce résultat est un précurseur direct de la phase de Berry [2] pour l'évolution adiabatique. L'analogie entre évolution d'un spin 1/2 en présence d'un champ magnétique de module constant mais de direction variable et évolution de la polarisation d'un faisceau lumineux en présence de lames cristallines est complète. La connexion entre les deux domaines a été faite par M. Berry [3] en 1987.

Nous avons reproduit une expérience très simple de T.H. Chyba et collaborateurs [4] utilisant un interféromètre de Michelson illuminé en lumière polarisée linéairement. Dans un des bras, on place deux lames quart d'onde, l'une fixe avec ses axes à  $45^\circ$  de la polarisation incidente, et l'autre tournant à vitesse constante dans son plan. Chaque fois que la lame tournante effectue 1/2 tour, la phase de Pancharatnam augmente de  $2\pi$ , et on voit défiler une frange sur le faisceau de sortie de l'interféromètre. Ce défilement des franges, qui se produit sans aucune discontinuité, peut continuer indéfiniment et donner l'illusion d'un mouvement perpétuel !

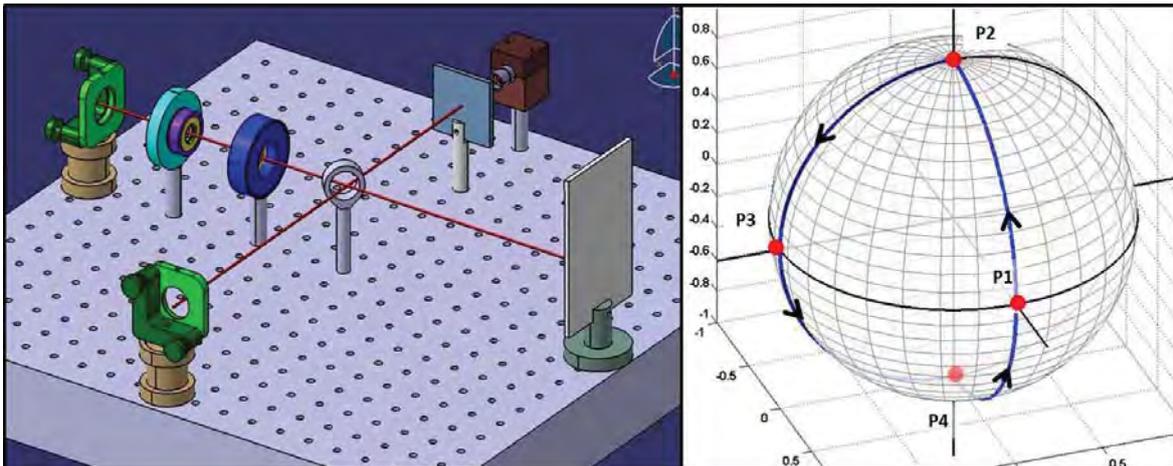


Fig. 1 : (à gauche) L'interféromètre de Michelson.

(à droite) Evolution de la polarisation sur la sphère de Poincaré. Le faisceau initialement polarisé linéairement (P1) est transformé en polarisation circulaire (P2) puis redevient linéaire (P3) après passage dans la deuxième lame : l'angle entre P1 et P3 dépend directement de l'orientation de la deuxième lame. Le passage au retour dans les deux lames permet de revenir à la polarisation initiale (P1).

### RÉFÉRENCES

- [1] S. Pancharatnam, Proceedings of the Indian Academy of Sciences A Vol **XLIV**, 247-262 (1956) reproduit dans A. Shapere and F. Wilczek, Geometric phases in physics (World Scientific ed. 1989)
- [2] M.V. Berry, Proc. Royal Soc. London A, **392**, 45-57 (1984)
- [3] M.V. Berry, J. Modern Optics **34**, 1401-1407 (1987)
- [4] T.H. Chyba, L.J. Wang, L. Mandel and R. Simon, Opt. Lett. **13**, 562-564 (1988)

## INDEX DES AUTEURS

A. Camargo, F. ....	68	Brasse, G. ....	51
Abram, I. ....	56	Braud, A. ....	51
Acef, O. ....	88, 173	Braun, D. ....	113
Adam, M.-P. ....	30	Brenier, A. ....	5
Agha, I. ....	105, 109	Bresson, A. ....	84, 139
Alexandrou, A. ....	19	Bretenaker, F. ....	143
Alibart, O. ....	40	Brévier, J. ....	46
Alléaume, R. ....	91	Briant, T. ....	56, 119, 163
Alouini, M. ....	143	Browaeys, A. ....	23
Amo, A. ....	21	Brunel, M. ....	165
Amy-Klein, A. ....	80, 133, 161	Büchner, M. ....	129, 182
Andrieux, E. ....	53	Buy, C. ....	127
Antoni, T. ....	56, 119	Cadoret, M. ....	53, 84
Aouani, H. ....	27	Cailler, A. ....	167
Argence, B. ....	58	Calisti, A. ....	9
Aschiéri, P. ....	60	Camy, P. ....	51
Aubry, N. ....	5	Candéla, Y. ....	78
Auroux, S. ....	62	Carminati, R. ....	44
Bahriz, M. ....	119	Carraz, O. ....	84, 86
Baili, G. ....	68, 143	Carusotto, I. ....	21
Balembois, F. ....	5	Cestier, I. ....	17
Ballin, P. ....	64, 121	Chalony, M. ....	151
Barbieri, M. ....	74	Chalopin, B. ....	137
Barillé, R. ....	66	Chambaret, J.P. ....	35
Barrientos, J. ....	68	Champenois, C. ....	9, 135, 145
Barthélémy, A. ....	46, 62	Chanelière, T. ....	38
Bartoszek-Bober, D. ....	86	Chang, H.-C. ....	30
Battelier, B. ....	125	Chanteau, B. ....	80, 133
Beaudoin, G. ....	56	Chardonnet, C. ....	80, 133, 161
Beaufils, Q. ....	70	Charles, G. ....	82
Belacel, C. ....	131	Charrière, R. ....	84
Benayad, A. ....	51	Chartier, C. ....	119
Bencheikh, K. ....	42	Chartier, T. ....	175
Benkelfat, B.-E. ....	171	Chateur, N. ....	176
Bertet, P. ....	37	Cheiney, P. ....	86
Besnard, P. ....	147, 175	Chenais, S. ....	100, 153
Beveratos, A. ....	25	Chiodo, N. ....	88, 173
Bidel, Y. ....	84	Ciuti, C. ....	21
Bielawski, S. ....	13	Cladé, P. ....	76
Biraben, F. ....	76	Claudon, J. ....	15
Bitard, H. ....	72, 182	Cohadon, P.-F. ....	56, 119, 163
Bizri, E. ....	145	Colman, P. ....	17
Blandino, R. ....	74	Combrié, S. ....	17
Bleuse, J. ....	15	Coolen, L. ....	131
Bloch, D. ....	64, 117, 121	Coudreau, T. ....	11
Boccaro, A. ....	44	Courjaud, A. ....	51
Bonarota, M. ....	38	Couteau, C. ....	90
Bonod, N. ....	27	Creasey, M. ....	15
Borne, A. ....	42	D'Auria, V. ....	40
Bouchendira, R. ....	76	Damon, V. ....	38
Boucher, Y. ....	147	Dantelle, G. ....	30
Bouchoule, S. ....	169	Darquié, B. ....	80, 161
Boulangier, B. ....	42	Daussy, C. ....	161
Bourg-Heckly, G. ....	46	De Micheli, M. ....	40
Bouyer, P. ....	125, 139	De Rossi, A. ....	17
Braive, R. ....	56	Debuisschert, T. ....	82, 91
Bramati, A. ....	21	Delande, D. ....	151

Delaye, P. ....	93, 127	Gattobigio, G. ....	86
Délen, X. ....	5	Gauguet, A. ....	129, 182
Desfarges-Berthelemot, A. ....	62	Geiger, R. ....	139
Desroches, J. ....	46	Georges, P. ....	5, 51, 68
Deturche, R. ....	167	Gérard, J.-M. ....	15
Devaux, E. ....	27	Ghalbouni, J. ....	105
Diamanti, E. ....	91, 105, 109	Ghoumid, K. ....	171
Didierjean, J. ....	5	Giacobino, E. ....	21
Diffalah, N. ....	100	Gigan, S. ....	44
Digonnet, M. ....	1	Gilles, H. ....	107
Djerroud, K. ....	173	Gillot, J. ....	129
Dot, A. ....	42	Girard, Sylvain ....	107
Doualan, J.L. ....	51	Goldfarb, F. ....	143
Douillet, A. ....	115	Gorza, M.-P. ....	121
Dournaux, J.-L. ....	58	Gourbilleau, F. ....	78
Druon, F. ....	5, 51	Grangier, P. ....	74, 91
Du Burck, F. ....	88, 173	Graviou, D. ....	175
Dubessy, R. ....	11	Gregersen, N. ....	15
Dubost, B. ....	11	Guellati-Khélifa, S. ....	76
Dubreuil, N. ....	149	Guéry-Odelin, D. ....	86
Ducloux, O. ....	119	Guibal, S. ....	11
Ducloy, M. ....	117, 121	Guidoni, L. ....	11
Ducourthial, G. ....	46	Guilbaud, S. ....	109
Dulin, D. ....	99	Gusachenko, I. ....	123
Dumeige, Y. ....	155	Guyomarc'H, D. ....	145
Dupuy, E. ....	15	Haboucha, A. ....	58, 133
Ebbesen, T. ....	27	Hagel, G. ....	9, 135, 145
Echouse, V. ....	17	Hare, J. ....	78
Eisenstein, G. ....	17	Harmand, J.-C. ....	169
Eismann, U. ....	95	Heidmann, A. ....	56, 119, 163
El Amili, K. ....	143	Heinrich, E. ....	175
Emile, J. ....	97	Hennequin, D. ....	111, 157
Emile, O. ....	97	Hilico, L. ....	115
Erneux, T. ....	165	Hivet, R. ....	21
Escarguel, A. ....	177	Holleville, D. ....	173
Fabre, Charlotte ....	86	Houdré, R. ....	21
Fabre, Claude ....	113, 137, 159	Houssin, M. ....	9, 135, 145
Fade, Julien ....	113	Huant, S. ....	49
Farha, R. ....	171	Husko, C. ....	17
Faure, S. ....	86	Jaffiol, R. ....	28, 167
Félix, C. ....	42	Jager, J.-B. ....	78
Feng, J. ....	137	Janicot, S. ....	68
Ferlazzo, L. ....	169	Jeannesson, P. ....	167
Féron, P. ....	155	Jian, P. ....	113, 137
Ferreyrol, F. ....	74	Jiang, H. ....	58
Fève, S. ....	175	Jouguet, P. ....	91
Fink, M. ....	44	Kaiser, F. ....	40
Fizman, N. ....	99	Karr, J.-P. ....	115
Flaminio, R. ....	119	Kermène, V. ....	62
Fleischer, J. ....	60	Khalashian, M. ....	46
Forget, S. ....	100, 153	Kibler, B. ....	141
Fossier, S. ....	82, 91	Kippenberg, T. ....	36
Fourmigué, J.-M. ....	5	Klimov, V. ....	117
Fourmy, D. ....	99	Knoop, M. ....	9, 135, 145
Frederich, H. ....	131	Koné, D. ....	58
Frey, Robert ....	127	Kruglik, S. ....	46
Frey, Robert ....	105, 109	Kucharski, S. ....	66
Gallais, L. ....	176	Kuhn, A. ....	56, 119
Galopin, E. ....	169	Kunz-Jacques, S. ....	91
Garnache, A. ....	68, 102	Labonté, L. ....	40
Garnier, J. ....	60	Lacot, E. ....	107

Lahaye, T. ....	86	Nunzi, J.-M. ....	66
Lalanne, P. ....	15	Oden, J. ....	149
Laliotis, A. ....	64, 121	Ortyl, E. ....	66
Lamine, B. ....	159	Ostrowski, D. ....	40
Landragin, A. ....	125, 139	Oudar, J.-L. ....	169
Laroche, M. ....	107	Pache, P. ....	91
Latour, G. ....	123	Pagnoux, D. ....	46, 178
Lautier, J. ....	125	Painchault, P. ....	91
Laverdant, J. ....	131	Papadopoulos, D. ....	51
Le Coq, Y. ....	80	Pascual-Winter, M.F. ....	38
Le Gall, A. ....	99	Passerat De Silans, T. ....	121
Le Gouët, J.-L. ....	38	Pauliat, G. ....	127
Le Naour, R. ....	167	Pedregosa-Gutierrez, J. ....	9, 135, 145
Le Traon, O. ....	119	Péllisson, S. ....	70
Lebbou, K. ....	5	Pelle, B. ....	70
Lebrun, S. ....	93, 127	Pereira Dos Santos, F. ....	70
Lefèvre-Seguín, V. ....	78	Perrodin, D. ....	5
Lefort, C. ....	46	Perronet, K. ....	99
Leménager, G. ....	21	Peyrot, Donald ....	46
Lemonde, P. ....	58	Phan Huy, M.C. ....	93
Lepagnol-Bestel, A.-M. ....	30	Picozzi, A. ....	60, 141
Lepoutre, S. ....	129	Pierrat, R. ....	151
Lerosey, G. ....	44	Pigeon, S. ....	21
Lethiec, C. ....	131	Pinard, L. ....	119
Levenson, A. ....	42	Pinel, O. ....	113, 137
Leverrier, A. ....	91	Pisanello, F. ....	21
Li, T. ....	58	Popoff, S. ....	44
Likforman, J.-P. ....	11	Popov, E. ....	27
Lin, G. ....	78	Quidant, R. ....	48
Lopez, O. ....	80, 133	Rabbani-Haghighi, H. ....	100, 153
Louchet-Chauvet, A. ....	38	Rasoloniaina, A. ....	155
Louradour, F. ....	46, 178	Reichel, J. ....	50
Lours, M. ....	173	Rica, S. ....	60
Lucas-Leclin, G. ....	68	Ricaud, S. ....	51
Mahboub, O. ....	27	Riche, V. ....	181
Maire, G. ....	4	Rigneault, H. ....	27
Mairesse, Y. ....	32	Rihan, A. ....	53
Maitre, A. ....	131, 179	Rios Leite, J. ....	117
Malik, N. ....	15	Riquet, J. ....	182
Mansuryan, T. ....	46	Robert-Philip, I. ....	56
Marciante, M. ....	9, 135	Robilliard, C. ....	72, 182
Margaillan, F. ....	180	Romain, R. ....	157
Martial, I. ....	5	Romanelli, M. ....	165
Martin, A. ....	40	Roncin, V. ....	133
Mathevet, R. ....	86	Roos, C. ....	8
Maurin, I. ....	64, 121	Sagnes, I. ....	17, 56, 68, 143
Medeiros De Araújo, R. ....	137	Sala, V.G. ....	21
Ménard, V. ....	51	Sandeau, N. ....	46
Ménoret, V. ....	139	Sangla, Damien ....	5
Michel, Christophe ....	119	Santarelli, G. ....	58, 133
Michel, Claire ....	60, 141	Sanvitto, D. ....	21
Miranda, B. ....	143	Schanne-Klein, M.-C. ....	123
Moncorgé, R. ....	51	Schmeissner, R. ....	159
Morizot, O. ....	9, 135, 145	Schwob, C. ....	131, 180
Morjani, H. ....	167	Segonds, P. ....	42
Morvan, L. ....	68	Shelkovnikov, A. ....	161
Mottay, E. ....	5, 51	Siebold, M. ....	51
Moufarej, E. ....	64	Simon, J.C. ....	175
Munsch, M. ....	15	Simonneau, M. ....	30
Nez, F. ....	76	Siove, A. ....	100, 153
Nguyen Thi Kim, N. ....	147	Smirr, J.-L. ....	109

Stern, G. ....	139	Verkerk, P. ....	111, 157
Stoeffler, C. ....	161	Verlot, P. ....	163
Sun, C. ....	60	Vermersch, F. ....	86
Szymanski, B. ....	11	Vigué, J. ....	129, 182
Tackmann, G. ....	70	Walbott, H. ....	99
Tajalli, P. ....	66	Wallerand, J.-P. ....	88
Tanzilli, S. ....	40	Wang, Xiaolong ....	70
Tavernarakis, A. ....	163	Wenger, J. ....	27
Teissier, J. ....	119	Westbrook, N. ....	99
Thévenin, J. ....	165	Wilkowski, D. ....	151
Tillement, O. ....	5	Winckler, P. ....	28, 167
Tongning, R.-C. ....	38	Wolf, P. ....	70
Tran, V. ....	115	Wong, C. ....	17
Trebaol, S. ....	149, 155	Yoshizawa, S. ....	99
Tréheux, M. ....	181	Zahzam, N. ....	84, 139
Tréneç, G. ....	129, 182	Zaouter, Y. ....	5
Treps, N. ....	113, 137, 159	Zaquine, I. ....	105, 109
Treussart, F. ....	30	Zhang, Wei ....	80
Tualle-Brouri, R. ....	74, 91	Zhao, Z. ....	169
Turazza, O. ....	173	Zondy, J.-J. ....	53
Tzeng, Y.-K. ....	30	Zou, Q. ....	171
Vallet, M. ....	165	Zumsteg, C. ....	88, 173
Vallon, H. ....	131		

# 2011 Optique Marseille

Ce congrès a été organisé avec le soutien de :

