





Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique



Villetaneuse, 8-11 Juillet 2013

(COLOQ'13)





www.sfoptique.org/optique-paris-13

COLOQ est depuis 1989 une manifestation biennale destinée à souder la communauté scientifique nationale concernée par les lasers, l'optique non linéaire et l'optique quantique. Une des volontés fortes de COLOQ est de permettre aux jeunes chercheurs de présenter leurs travaux et de nouer des contacts. Dans ce but, le colloque offre un panorama actuel du domaine au travers de conférences de synthèse des chercheurs de haut niveau sur des sujets "classiques" comme sur des sujets "chauds". Les autres conférences donnent la parole à de jeunes chercheurs ayant obtenu des résultats récents de premier plan. Un accent particulier est mis sur les sessions d'affiches qui permettent des discussions fructueuses, moins formelles.

Dans sa 13^{ème} édition, et après avoir fait un véritable tour de France, COLOQ revient sur le lieu de ses origines : COLOQ'13 à l'Université Paris 13 en 2013. Coïncidence, concours de circonstances, loi fondamentale de la physique... peu importe. Cela a motivé le Comité pour proposer un programme représentatif des thématiques phares de COLOQ qui souligne leurs évolutions en mettant en lumière la continuité et les ruptures thématiques. En effet, force est de constater que les thématiques naissantes, tout au moins sur le plan expérimental, à l'époque de COLOQ 1, sont devenues des domaines phares où la communauté française se retrouve en première ligne mondiale.

Ainsi Martial Ducloy, membre actif de la communauté COLOQ depuis sa création, présente un tour d'horizon de cette évolution remarquable. De même, les thématiques principales retenues pour les conférences invitées mettent en avant ces avancées.

Le domaine des Atomes froids et son mariage à la métrologie en constituent des exemples remarquables qui sont illustrés par des présentations concernant l'interférométrie atomique (Matthias Büchner et Franck Pereira Dos Santos), les ondes de matière guidées (David Guéry-Odelin), les avancées sur la détermination de la constante de structure hyperfine (Saïda Guellati-Khélifa), et les gaz quantiques dipolaires (Bruno Laburthe-Tolra).

Les résultats récents en Optique non linéaire avancée avec les aspects statistiques et leur formulation thermodynamique (Antonio Picozzi), les événements extrêmes (Bertrand Kibler), les dynamiques excitables (Francesco Pedacci) et les applications dynamiques dans des résonateurs simples ou couplés (Alejandro Yacomotti) et en régime de lumière lente (Christelle Monat) dans les nanostructures illustrent le dynamisme de la thématique.

Les tests fondamentaux en Optique quantique et les avancées récentes en Information quantique sont très loin des premières expériences de réduction de bruit quantique. On manipule aujourd'hui des états quantiques macroscopiques (Rosa Tualle-Brouri), on intrique des états micro et macro (Anthony Martin), on développe de nouvelles plateformes pour le traitement de l'information quantique basées sur des électrons « volants » (Tristan Meunier) ou encore de nouvelles applications à la magnétométrie haute résolution (Vincent Jacques).

Le chemin parcouru se mesure également à la lumière des tous derniers développements lasers mêlant cascades quantiques et peignes de fréquence (Jérôme Faist), puissances PetaWatt et forts taux de répétition (François Lureau), ou encore combinaison cohérente de lasers à fibre femtoseconde (Marc Hanna).

Enfin, l'effervescence scientifique autour de ces thématiques et le dynamisme de la communauté française sont illustrés par les nombreuses contributions par affiche figurant dans ce recueil dont bon nombre auraient pu constituer d'excellentes présentations orales.

Anne Amy-Klein	Sébastien Tanzilli	Ariel Levenson
Représentante Comité Local	Secrétaire COLOQ	Président COLOQ

TABLE DES MATIERES

Lundi 8 juillet 2013

14:00 - Cérémonie d'ouverture

Amphi 5 - Président : C. Fabre

14:00 **Conférence Serge HAROCHE** <u>S. Haroche</u> LKB - ENS

16:00 - Session COLOQ - Inauguration — Derniers Développements Lasers, Interactions Amphi D

16:00	24 ans de COLOQ	
	M. Ducloy	
	Laboratoire de Physique des lasers	2
16:30	Progrès dans les lasers àa cascades: agilité spectrale et peignes de fréquence	
	<u>J. Faist</u>	
	ETH Zurich	3
17:15	High repetition rate PetaWatt level Titanium Sapphire laser system for laser wakefield acceleration	
	F. Lureau, S. Laux, O. Casagrande, C. Radier, O. Chalus, C. Derycke, F. Caradec, P. Jougla, G. Brousse et C. Simon Boisson	
	Thales Optronique S.A.S.	5
17:45	Combinaison cohérente de lasers à fibre femtoseconde	
	<u>M. Hanna</u> , F. Guichard, L. Daniault, Y. Zaouter, D. Papadopoulos, F. Druon et P. Georges	
	Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud	7

.....

1

Mardi 9 juillet 2013

8:45 - Session COLOQ - Atomes froids & Métrologie

Amphi D

8:45	Un interféromètre à atomes piégés pour la mesure de forces à faible distance <i>A. Hilico, B. Pelle, G. Tackmann, MK. Zhou et <u>F. Pereira Dos Santos</u> LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, LNE, CNRS, UPMC</i>	9
9:15	Ondes de matière guidées : production et manipulation	
	D. Guéry-Odelin	
	Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité, Université Paul Sabatier	11
9:45	État de l'art sur la détermination de la constante de structure fine: test de l'électrodynamique quantique et redéfinition	
	du kilogramme	
	R. Bouchendira, P. Cladé, <u>S. Guellati-Khélifa</u> , F. Nez et F. Biraben	
	Laboratoire Commun de Métrologie LCM LNE-CNAM	13

16:00 - Session commune 3

Amphi 5 - Président : V. Michau

16:00	Bientôt un an de mesure LIBS par l'instrument ChemCam sur mars: résultats et bilan provisoire	
	<u>JB. Sirven</u>	
	CEA, DEN, Département de Physico-Chimie	15
16:40	Cellules solaires: un condensé d'optique et d'électronique	
	<u>P. Roca I Cabarrocas</u>	
	LPICM-CNRS	17
17:20	Les 100 ans de l'Effet Sagnac	
	H. Lefèvre	
	iXBlue	18

Mercredi 10 juillet 2013

8:45 - Session COLOQ - Atomes froids & Métrologie — Optique et Information Quantique Amphi D

8:45	Hydrodynamique et magnétisme d'un gaz quantique dipolaire A. De Paz, A. Sharma, A. Chotia, G. Bismut, B. Pasquiou, E. Maréchal, P. Pedri, L. Vernac, O. Gorceix et <u>B. Laburthe-Tolra</u> Laboratoire de Physique des Lasers, UMR7538, CNRS et Université Paris 13	21
9:15	Mesures des phases topologiques Aharonov-Casher et He-McKellar-Wilkens par interférométrie atomique J. Gillot, S. Lepoutre, A. Gauguet, <u>M. Büchner</u> et J. Vigué	
	Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité - IRSAMC	23
9:45	Les états mésoscopiques en optique quantique J. Etesse, R. Blandino, B. Kanseri et <u>R. Tualle-Brouri</u> L'elegendaire Charles Fahry, Institut d'Ontique, CNDS, Université Darie Sud	25
	Laboratorie Charles Faory, institut u Opuque, CINKS, Université Paris Sud	25

11:00 - Session COLOQ - Optique et Information Quantique

11:00	Spins individuels dans le diamant pour l'information quantique et la magnétométrie à haute résolution	
	V. Jacques	
	Laboratoire Aimé Cotton, CNRS/Université Paris-Sud/ENS Cachan	27
11:30	Intrication micro-macro de photons	
	<u>A. Martin</u> , N. Bruno, P. Sekatski, N. Sangouard, R. Thew et N. Gisin	
	Group of Applied Physics, University of Geneva	28
12:00	Des électrons surfant sur une onde sonore comme plateforme d'expériences d'optique quantique avec des électrons volants	
	S. Hermelin, S. Takada, M. Yamamoto, S. Tarucha, A. Wieck, L. Saminadayar, C. Bäuerle et <u>T. Meunier</u> CNRS Institut Néel	30

16:00 - Session commune 4

Amphi 5 - Président : A. Levenson

16:00	Liens optiques et métrologie, ou comment peut-on distribuer une référence de fréquence par les fibres optiques du réseau Internet O. Lopez, B. Chanteau, A. Bercy, P.E. Pottie, F. Stefani, B. Argence, B. Darquié, Y. Le Coq, D. Nicolodi, N. Quintin, C. Chardonnet, G. Santarelli et <u>A. Amy-Klein</u>	
	Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS et université Paris 13	31
16:50	Quid du domaine de capteurs à fibres optiques depuis 35 ans?	
	<u>P. Ferdinand</u>	
	CEA LIST DM2I	33
17:30	Onde ou particule, le photon défie toujours l'intuition	
	<i>F. Kaiser, T. Coudreau, P. Milman, D. Ostrowsky et <u>S. Tanzilli</u> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Université Nice Sophia Antipolis, CNRS</i>	36

Jeudi 11 juillet 2011

8:45 - Session COLOQ - Optique Non Linéaire Avancée

Amphi	D	
8:45	Excitability in optical torque tweezers	
	<u>F. Pedaci</u>	
	Centre de Biochimie Structurale CNRS UMR 5048	39
9:15	Optique Non Linéaire Statistique: vers Une Formulation Thermodynamique Hors Équilibre Unifiée	
	J. Garnier, G. Millot, B. Kibler, C. Michel, G. Xu, P. Suret, S. Randoux et <u>A. Picozzi</u>	
	Laboratoire de Probabilités et Modèles Aléatoires	40
9:45	Nano-cavités Optiques Non-linéaires	
	<u>A. Yacomotti</u>	
	Laboratoire de Photonique et de Nanostructures LPN-CNRS	42

11:00 - Session COLOQ - Optique non linéaire Avancée Amphi D

11:00	Renforcement des effets nonlinéaires dans des guides lents à cristaux photoniques et application au diagnostique intégré	
	de signaux optiques rapides	
	<u>C. Monat</u>	
	Institut des Nanotechnnologies de Lyon	44
11:30	Solitons sur Fond Continu en Optique Non-Linéaire Fibrée	
	<u>B. Kibler</u> , B. Frisquet, K. Hammani, J. Fatome, C. Finot, J. Dudley et G. Millot	
	Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne	46
<u>14:00 - 8</u> Amphi :	Session commune 5 5 - Président : G. Pauliat	
14:00	Photonique intégrée hétérogène sur silicium	
	<u>X. Letartre</u>	
	Institut des Nanotechnologies de Lyon	48
14:40	Vers une imagerie structurale des cellules rétiniennes in vivo	
	M. Paques	
	Centre d'Investigation Clinique 503, Hôpital des Quinze-Vingts	51

Présentations posters

Session posters COLOQ - Optique & Information Quantique

P1	Génération de paires de photons corrélés par mélange à quatre ondes dans une fibre microstructurée à cœur liquide <u>M. Barbier</u> et P. Delaye	
	Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud	52
P2	Vers une diode laser émettrice de photons jumeaux	
	<u>F. Boitier</u> , C. Autebert, A. Orieux, G. Boucher, A. Eckstein, E. Galopin, A. Lemaître, C. Manquest, I. Favero, G. Leo et S. Ducci Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, CNRS-UMR 7162,	54
P3	Génération directe d'états de Bell sur une puce semiconductrice III-V à température ambiante	
	G. Boucher, A. Orieux, A. Eckstein, A. Lemaître, P. Filloux, I. Favero, G. Leo, T. Coudreau, A. Keller, P. Milman et S. Ducci	
	Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire MPO, CNRS-UMR 7162	56
P4	Ensemble de centres NV du diamant nour l'imagerie magnétique	
1 4	M Chingur et T Debuisschert	
	Thales Research & Technology	58
D5	Pastitution have d'ave du moment angulaire arbitel staalse dans des atomes froids	50
15	R. Da Olivaira, I. Pruvost, D. Falinto, D. Bloch et I. Tabasa	
	<u>R. De Oliveira</u> , L. Fluvosi, D. Fellino, D. Bioch et J. Tabosa	60
DC	Letomostions entre immediane emertificae et entre entre et entre	00
P6	Interactions entre impuisions quantinées et systèmes atomique	
	<u>S. Deroudult</u> et M.A. Bouchene	()
57	Laboratoire Collisions Agregats Reactivite - UNIR5589	62
Ρ/	Detection d'intrication non-gaussienne par mesure directe de la fonction de Wigner	
	<u>I. Douce</u> , A. Eckstein, S. Walborn, A. Khoury, S. Ducci, A. Keller, I. Coudreau et P. Milman	<i>c</i> 1
	Universite Paris Diderot, Sorbonne Paris Cite, Laboratoire MPQ, CNRS-UMR /162	64
P8	Mesure projective temps réel de spins nucléaires individuels dans le diamant à température ambiante	
	<u>A. Dréau</u> , P. Jamonneau, S. Kosen, P. Spinicelli, J. Maze, JF. Roch et V. Jacques	
	Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire - ENS Cachan	66
P9	Génération de Peignes en Quadrature par Conditionnements Homodynes	
	<u>J. Etesse</u> , R. Blandino, B. Kanseri et R. Tualle-Brouri	
	Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris Sud	67
P10	Distribution de paires de photons basée sur le multiplexage en longueur d'onde	
	J. Ghalbouni, E. Diamanti et I. Zaquine	
	Telecom ParisTech	69
P11	Etude Pompe-Sonde de la Relaxation d'un Spin Electronique Individuel dans un Nanocristal de Diamant	
	T. Hingant, JP. Tétienne, L. Rondin, A. Cavaillès, JF. Roch et V. Jacques	
	Laboratoire Aimé Cotton, CNRS/Université Paris-Sud/ENS Cachan	71
P12	Nuage d'atomes froids de rubidium pour la génération de photons uniques et la téléportation quantique	
	<u>A. Issautier</u> , F. Kaiser, O. Alibart, A. Kastberg et S. Tanzilli	
	Laboratoire de Physique de la Matière Condensée	73
P13	A versatile source of polarization entangled photons for quantum network applications	
	<u>F. Kaiser</u> , A. Issautier, L.A. Ngah, O. Alibart, A. Martin et S. Tanzilli	
	Laboratoire de Physique de la Matière Condensée	75
P14	Détermination de l'orientation d'un nanoémetteur individuel par analyse en polarisation	
	<u>C. Lethiec</u> , J. Laverdant, C. Javaux, B. Dubertret, C. Schwob, L. Coolen et A. Maître	
	INSP	77
P15	Optomécanique avec une membrane à cristal photonique	
	K. Makles, T. Antoni, A. Kuhn, R. Braive, S. Deleglise, T. Briant, PF. Cohadon, I. Robert-Philip et A. Heidmann	
	Laboratoire Kastler Brossel	79
P16	Cross time-bin photonic entanglement for quantum key distribution	
	A. Martin, F. Kaiser, A. Vernier, A. Beveratos, V. Scarani et S. Tanzilli	
	Group of Applied Physics, University of Geneva	81
P17	Mesure spatiale 2-D du paradoxe Einstein-Podolsky-Rosen dans des images de fluorescence paramétrique de type II	
	J. Mougin-Sisini, P.A. Moreau, E. Lantz et F. Devaux	
	FEMTO-ST UMR CNRS 6174. Université de Franche-Comté	83
P18	Ontomecanique en cavite avec des micromiroirs	
110	L Neuhaus S Zerkani A Kuhn I Teissier D Garcia-Sanchez S Deleolise P-F Cohadon T Briant et A Heidmann	
	LKB	84
P19	Indistinguishable ultra-fast photon pair source for advanced quantum protocols	
	LA Noah V D'auria L Labonté O Alibart et S Tanzilli	
	Laboratoire de Physique de la Matière Condensée	86
D20	High quality polarization ontongloment engineering in standard telecom channels	00
r 20	L A Nach F Kaisar A Issaution H Harrmann W Soblar A Martin of S Tangilli	
	Lan. regun, F. Kuiser, A. Issumier, II. Herrmunn, W. Sonner, A. Martin et S. Tanzilli	00
		00

P21	Génération de couples de photons hyper-intriqués en microcavités couplées	
	<u>S. Portolan</u>	
	Institute of Atomic and Subatomic Physics, TU Wien	90
P22	Saturation Attack on Continuous-Variable Quantum Key Distribution System	
	H. Qin, R. Kumar et R. Alléaume	
	TELECOM ParisTech	92
P23	Filtrage et analyse passive de peignes de fréquence pour la métrologie projective à la limite quantique	
	<u>R. Schmeissner</u> , V. Thiel, C. Fabre et N. Treps	
	Laboratoire Kastler Brossel	95
P24	Optomécanique dans les cristaux photoniques	
	<u>V. Tsvirkun</u>	
	LPN-CNRS	97
P25	Détection optique de la résonance magnétique d'un spin individuel dans le diamant : application à l'imagerie	
	I D Tátianna T Hinagut I. Dandin S. Dahart A. Thigwilla, I. F. Daah at V. Jaaguas	
	JF. Tellenne, T. Hingani, L. Kohain, S. Kohan, A. Thiaville, JF. Koch et V. Jacques	00
DAC	Eadoratone Anne Cotton, CNKS/Oniversite Paris-Sud/ENS Cachan	99
P26	Excitation simultance de deux atomes par deux protons induite par des états correles de la lumière	
	Z. Zheng, P. Saldanha, J. Rios Leite et C. Fabre	
	Laboratoire Kastler Brossel	101

Session posters COLOQ - Optique Non Linéaire Avancée

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

Session posters COLOQ - Atomes Froids & Métrologie

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

P39	Extraction d'un signal Ultrastable sur un lien optique fibré	
	A. Bercy, S. Guellati-Khélifa, P.E. Pottie, A. Amy-Klein et O. Lopez	
	Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS	127
P40	MOT-2D Collimaté par un mode de Laguerre-Gauss	
	<u>V. Carrat</u> , C. Cabrera-Guitierez, M. Jacquey, J. Tabosa, B. Viaris De Lesegno et L. Pruvost	
	Laboratoire Aimé-Cotton. CNRS, Univ. Paris-Sud, ENS-Cachan	129
P41	Prototype d'horloge atomique compacte a piégeage cohérent de population	
	<u>JM. Danet</u> , P. Yun, S. Guerandel et E. De Clercq	
	LNE-SYRTE, Systèmes de Référence Temps-Espace, Observatoire de Paris	131
P42	Dynamique de spin dans un condensat de Bose en réseau	
	<u>A. De Paz</u> , A. Chotia, A. Sharma, E. Maréchal, P. Pedri, L. Vernac, B. Laburthe-Tolra et O. Gorceix	
	Laboratoire de Physique des Lasers, UMR7538, CNRS et Université Paris 13	133
P43	Excitations de Bogoliubov au bord d'un condensat quasi-1D	
	A. Diallo et <u>C. Henkel</u>	
	Institut für Physik und Astronomie, Universität Potsdam	135
P44	Un gas de Bose dans un anneau	
	<u>R. Dubessy</u> , P. Pedri et H. Perrin	
	Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers	137
P45	Spectroscopie haute résolution de la transition 1S-3S de l'atome d'hydrogène	
	<u>S. Galtier</u> , F. Nez, L. Julien et F. Biraben	
	Laboratoire Kastler Brossel, UPMC, ENS, CNRS	139
P46	Mesures des phases topologiques Aharonov-Casher et He-McKellar-Wilkens par interférométrie atomique	
	J. Gillot, S. Lepoutre, A. Gauguet, M. Büchner et J. Vigué	
	Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité - IRSAMC	141
P47	Interférométrie atomique sur un condensat de Bose-Einstein	
	<u>R. Jannin</u> , P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez et F. Biraben	
	Laboratoire Kastler Brossel	143
P48	Dépendance en température de l'interaction longue distance atome-surface dans les conditions de l'équilibre thermique	
	<u>A. Laliotis</u> , T. Passerat De Silans, I. Maurin, MP. Gorza, M. Ducloy et D. Bloch	1.15
	Laboratoire de Physique des lasers	145
P49	Comparaison d'horloges à réseau optique strontium	
	J. Lodewyck, C. Shi, U. Eismann, JL. Robyr, M. Gurov et R. Le Targat	1.15
D5 0	LNE-SYRTE, Observatoire de Paris.	147
P50	Dissemination d'une frequence ultrastable par lien optique sur le reseau public de telecommunications	
	O. Lopez, P.E. Pottie, F. Stefani, A. Bercy, B. Chanteau, A. Kanj, D. Rovera, J. Achkar, N. Quintin, C. Chardonnet, A. Amy-Klein	
	et G. Santarelli	140
D F 1	2 conference de Physique des Lasers - CNKS	149
P31	S configurations de champs magnetiques pour le raientissement d'atomes ou de molècules	
	<u>R. Mainevei</u> LNCMI Toulouse	151
D52	Mesure de le constante de Poltzmann non grastrosconie leser : vors une contribution ou futur Sustème Internetional	151
P32	d'unitée	
	u unices S Mairi PLT Sow S.K. Tokunaga S. Brigudagu C. Chardonnet C. Bordé B. Darguié et C. Daussy	
	<u>J. Mejri, T.L.T. Sow, S.K. Tokunaga, S. Draudeau, C. Chardonnei, C. Dorde, D. Darquie et C. Daussy</u> I aboratoire Physique des Lasers	153
P53	Excitations collectives d'un condensat de Rose-Finstein à deux dimensions	155
155	K Marloti R Dubassy I Longchambon A Parrin PF Pottia T Radr V Lorent at H Parrin	
	<u>R. merion</u> , R. Dubessy, E. Longenandon, A. Ferrin, T.E. Fonne, T. Daul, V. Loreni et H. Ferrin Université Paris 13. Sorbonne Paris Cité I aboratoire de Physique des Lasers	155
P5/	Curomàtre atomique de très grande aire	155
1.54	M Meunier I Dutta A Landragin et C Garrido Alzar	
	LNE-SYRTE Observatoire de Paris, CNRS, UPMC	157
P55	Spectroscopie Sub-Doppler d'une vapeur confinée en opale	107
155	E. Moufarei, P. Ballin, I. Zabkov, I. Maurin, A. Laliotis et D. Bloch	
	Laboratoire de Physique des lasers UNMR CNRS 7538 UP 13	159
P56	Cristaux de Coulomb simple couche : ions Sr+ refroidis dans un niège surfacione	10)
F30	B Szymanski R Dubessy S Guibal I-P Likforman et L. Guidoni	
	Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques. UMR 7162	161
P57	Ions refroidis par laser dans un pièges surfacione micro-fabriqué	
P58	B. Szymanski, T. Rigaldo, R. Dubessy, M. Woytasik, C. Manquest, S. Guibal, L. Guidoni et JP. Likforman	
	Laboratoire Matériaux et Phenomenes Quantiques, Université Paris VII - CNRS UMR 7162	163
	Jet d'Argon métastable lent pour l'interférométrie atomique	100
	T. Taillandier-Loize, S. Aljunid, G. Dutier, F. Perales. J. Baudon et M. Duclov	
	Laboratoire de Physique des lasers	165
	· ·	

P59	Spectroscopie à Ultra Haute Résolution du Methyltrioxorhénium : vers l'observation de la Non Conservation de la Parité dans les Molécules Chirales	
	S.K. Tokunaga, F. Auguste, C. Stoeffler, A. Shelkovnikov, C. Daussy, A. Amy-Klein, C. Chardonnet et B. Darquié	
	Laboratoire de Physique des Lasers Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité	167
P60	Métrologie de H2+ - Avancées théoriques, Source d'ions et Laser de Refroidissement	
	V.Q. Tran, A. Douillet, L. Hilico, J. Trapateau, B. Dailly et JP. Karr	1.60
	Laboratoire Kastler Brossel	169
Sessior	a posters COLOQ - Derniers Développements Lasers, Interactions	
P61	Propriétés des zones de dégénérescence dans un laser solide pompé longitudinalement.	
	<u>N. Barré</u> , M. Brunel et M. Romanelli	171
D60	Institut de Physique de Rennes	1/1
P02	sout de phase central (OWS-DFR)	
	Y Roucher N Nouven Thi Kim et P Resnard	
	Laboratoire FOTON, CNRS UMR 6082	173
P63	Emission synchrone de neignes de fréquences de nolarisations orthogonales	175
105	M Rrunel I Thévenin et M Vallet	
	Institut de Physique de Rennes	175
P64	Emission hifréquence d'un leser à semiconducteur en cavité externe à 852 nm nour les horloges atomiques à césium	175
104	<u>F. Camargo</u> , P. Dumont, G. Lucas-Leclin, P. Georges, JM. Danet, D. Holleville, S. Guerandel, I. Sagnes, G. Baili, L. Morvan et D. Dolfi	
	Laboratoire Charles Fabry	177
P65	Résistance au flux laser en régime ultracourt de couches minces d'oxydes, de fluorures et de mixtures d'oxy-fluorures	
	<u>DB. Douti</u> , L. Gallais et M. Commandre	
	Institut Fresnel CNRS UMR 7149 - Ecole Centrale Marseille	179
P66	Laser Er,Yb autorégulé en bruit d'intensité	
	<u>A. El Amili</u> , G. Kervella et M. Alouini	
	Institut de Physique de Rennes	181
P67	Zone Sombre au Centre du Spot D'Arago-Poisson	
	<u>O. Emile</u> , A. Voisin, R. Niemiec, B. Varis De Lesegno, L. Pruvost, G. Ropars, J. Emile et C. Brousseau	102
DCO	URU 435 Laboratoire de Physique des Lasers	183
P68	Guidage de la Lumière dans un Film de Savon	
	<u>O. Emile</u> et J. Emile	105
D40	URU 455 Laboratoire de Physique des Lasers.	185
P09	L Coshyk C. Lafaraya V. Tayirkun S. Forgat S. Changis C. Ulyssa I. Type at M. Labartal	
	I. Goznyk, C. Lajargue, V. Isvirkun, S. Forgei, S. Chenais, C. Olysse, J. Zyss et M. Lebeniai	197
D7 0	LPN-UNKS	16/
P/0	Gestion de la inermique dans les structures actives des lasers v ECSELS à 850 nm	
	I. Goznyk, G. Bedudoin, I. Sagnes, A. Garnache, S. Janicot, P. Georges et G. Lucas-Lecun	100
D71	LPN-CNRS	189
P/1	Emission directionnelle dans les nano-caviles uniques et couplees à cristal photonique	
	<u>S. Haaaaa</u> , K. Bencheiki, A. Iacomoni et A. Levenson L'aboratoire de Photonique de Nanostructures LPN_CNPS	101
D72	Etudo de la palarisation de lasors organiques à cavité varticale	171
172	T Leana S Forget A Siove et S Chengis	
	1. Leung, S. Forger, A. Slove et S. Chenuis	103
D73	Développement d'un oscillatour paramétrique entique monofréquence et repidement accordable sur 2 25 THz dans le	195
F/3	MIR: Application à la spectroscopie d'absorption du méthane	
	M Lopez R Rouchendira I Courtais M Cadaret et I-I Zandy	
	Laboratoire Commun de Métrologie I CM I NE-CNAM	195
P74	Dichroïsme magnétique circulaire nour l'étude du moment angulaire de la lumière	1)5
1/4	R Mathewat R Viaris De Lesegno I. Provost et G. Rikken	
	I.NCMI-Toulouse	197
P75	Laser organique à cavité externe ultra-compact monomode spatial et spectral avec un miroir de Bragg volumique	177
175	O Mhibik S Forget S Chenais D Ott M Segall I Divlianski G Venus et L Glebov	
	<u>O. Millolk</u> , S. Forger, S. Chenaus, D. On, M. Segui, I. Divitalisti, O. venus et E. Olebov	199
P76	Conception. Propriétés et Cohérence des VeCSELs monofréquence TEM\$ {00}\$ en nomnage électrique	.,,
1,0	A. Michon, A. Laurain, M. Sellahi, G. Beaudoin, E. Cambril, M. Myara, I. Sagnes et A. Garnache	
	Laboratoire de Photonique et de Nanostructures	201
P77	Spectroscopie de micro-résonateurs à modes de galerie donés Erbium	_01
± / /	A. Rasoloniaina, V. Huet, M. Mortier, Y. Dumeise et P. Féron	
	Université Européenne de Bretagne, CNRS UMR 6082 FOTON	203

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

Conférence Serge HAROCHE

S. Haroche LKB - ENS, 24, rue Lhomond, 75005 Paris, France sfo.info@institutoptique.fr

24 ANS DE COLOQ

Martial Ducloy

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

martial.ducloy@univ-paris13.fr

Résumé

Il y a 24 ans, les communautés françaises des lasers, de l'optique non linéaire et de l'optique quantique, qui s'étaient fortement étoffées suite au développement rapide des sources lasers, ont senti le besoin de créer un rendez-vous récurrent qui permette à la fois de décloisonner les différentes disciplines (dispersées entre plusieurs organismes de recherches et sociétés scientifiques), de réaliser une « photographie » des avancées récentes et d'intensifier les échanges entre domaines connexes... De cette réflexion, et suite à de nombreuses réunions, la série COLOQ - « Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique » - est née en 1989 (un an après l'organisation de la 1^{ère} Conférence Européenne d'Electronique Quantique - EQEC).

Depuis, on ne compte plus les faits marquants, premières mondiales et nouvelles voies ouvertes par ces apports croisés : en optique, le bruit quantique est désormais « comprimé », mais l'information quantique n'en fait pas moins de bruit pour autant, l'électrodynamique quantique en cavité et les mesures quantiques non-destructrices ont mené à l'étude de systèmes uniques (atome, photon...), le ralentissement et le refroidissement d'atomes par laser ont conduit aux condensats de Bose-Einstein, aux gaz quantiques et à la métrologie des atomes froids, les instabilités, le chaos et la dynamique dans les lasers ont débouché sur des dynamiques biomimétiques, l'étude des événements extrêmes, etc., et que dire des avancées lasers (sources, matériaux nonlinéaires...) !

Dans cette présentation, on essaiera de retracer cette odyssée alors que COLOQ'13 revient sur le lieu de ses origines.

MOTS-CLEFS : COLOQ

PROGRES DANS LES LASERS A CASCADES : AGILITE SPECTRALE ET PEIGNES DE FREQUENCE

J. Faist

Institute for Quantum Electronics, ETH Zürich, 8093 Zürich, SwitzerlandJerome.faist@phys.ethz.ch

Résumé

Le laser à cascade fonctionne dans une gamme extrèmement large de l'infrarouge au terahertz. Cette contribution discute des dévelopements récents visant à faire des dispositifs avec une grande agilité spectrale ainsi que la formation de peignes de fréquence sur une gamme spectrale jusqu'à 100cm⁻¹.

MOTS-CLEFS: *fLasers*, *infrarouge*, *semiconducteurs*, *spéctroscopie*

1. INTRODUCTION

Le laser à cascade¹, basé sur les transitions intersousbandes dans des puits quantiques, est un dispositif qui permets une émission cohérente sur une gamme très large de fréquence, depuis l'infrarouge moyen à 2.9µm jusqu'au térahertz à 360µm, et ceci en utilisant uniquement les matériaux semiconducteurs III-V et les technologies de la photonique.

2. DISPOSITIFS A FAIBLE CONSOMMATION

Comme montré dans sur la figure 1a), les lasers à cascade fonctionnant dans la gamme de 4-12mm ont montré maintenant une efficacité jusqu'à 27% en pulsé. Dans la figure 1.b), la caractéristique courant-tension d'un laser monofréquence à faible dissipation est montrée



Fig. 1 a) Efficacité à la prise d'un laser à cascade en fonction de la longueur d'onde, plusieurs résultats de la litérature². b) Caractéristique courant-tension d'un laser à faible dissipation fonctionnant sur un mode unique en continu³.

3. COURTES LONGUEUR D'ONDE MONOFREQUENCE (3-4MM) ET LARGE ACCORD DE FREQUENCE

De manière générale, la gamme de fréquence couvrant la zone de 3-4mm est extrêmement intéressante pour les applications spectroscopiques car les modes étirés C-H, H-N, et O-H ont des résonnances très fortes dans cette région (exemples le méthane, formaldéide). De plus, pour la détections d'une combinaison de gas, il est fortement désirable d'avoir un laser qui soit fortement accordable. Comme montré dans la Fig. 2 a) et b), une propriété essentielle des transitions intersousbandes est le fait qu'elles ont une densité d'états jointe similaire à celle d'un atome, ce qui permets de combiner des actives régions émettantes à des longueurs d'ondes différentes sans avoir de problème de réabsorption croisée⁴.



Fig. 2 Gauche: accord d'un laser à cascade en cavité externe en utilisant une région de gain contenant trois régions actives entre 950 et 1400 cm⁻¹. Droite: accord d'une zone active entre 3.29 µm (3044 cm-1) et 4.01 µm (2495 cm-1).

PEIGNES DE FREQUENCE

Nous avons montré récemment que des sources à large gamme spectrale, combinée avec une faible dispersion, permettent de fonctionner en mode vérouillé avec des phases correspondantes à une modulation FM^5 . La stabilité du peigne de fréquence ainsi obtenu est montrée sur la figure 3a) ou la largeur du battement correspondant à la fréquence de circulation dans la cavité (7.5GHz pour une cavité de 6mm), d'une largeur de <10Hz, est montrée ainsi que le battement entre un mode de ce peigne et un laser à contreréaction distributée en fonctionnement non stabilisé (Fig. 3b). Dans ce cas, la largueur de ligne est entièrement limitée par le bruit technique.

Les progrès récents dans la réalisation de mesures d'absorption basé sur une paire de peigne seront discutés.



Fig. 3 a) Battement d'un peigne QCL à la fréquence de la cavité. B) Spectre du peigne QCL (rouge) et d'un laser QCL monomode (bleu). c) Battement hétérodyne entre ces deux sources, montrant une ligne de 1.2MHz.

Références

1. J. Faist, *Quantum cascade lasers*, 1at ed. (Oxford University Press, 2013).

2. J. Faist, Appl Phys Lett **90** (25), 253512 (2007).

3. B. Hinkov, A. Bismuto, Y. Bonetti, M. Beck, S. Blaser and J. Faist, Electronics Letters **48** (11), 646 (2012).

- 4. A. Hugi, R. Maulini and J. Faist, Semiconductor Science And Technology 25 (8), 083001 (2010).
- 5. A. Hugi, G. Villares, S. Blaser, H. C. Liu and J. Faist, Nature **492** (7428), 229-233 (2012).

High repetition rate PetaWatt Titanium Sapphire laser system for laser plasma acceleration

F. Lureau, S. Laux, O. Casagrande, C. Radier, O. Chalus, F. Caradec, C. Derycke, P. Jougla, G. Brousse,

C. Simon-Boisson

Thales Optronique S.A., 2 avenue Gay-Lussac, 78995 Elancourt Cedex, France francois.lureau@fr.thalesgroup.com

1. Introduction

Ultra high intensity laser pulses are required by researchers for a growing number of applications such as laser-based particle acceleration for generation of ultrafast energetic electrons [1], laser based ion acceleration and attosecond light pulse generation

The advent of Titanium Sapphire (TiSa) as a laser material has overcome many of the limitations that existed with the traditional Neodymium doped glasses in terms of installation size, cost and repetition rate. This is due to its superior bandwidth and thermal properties, allowing much shorter pulses and much higher repetition rates. The Chirped Pulse Amplification (CPA) concept has made it possible to amplify to very high energy levels while keeping a very short pulse duration. Thanks to these breakthroughs several research teams worldwide have built installations based on the TiSa technology, some of them delivering peak power at the Petawatt level [2] leading to focused intensities of up to 10^{22} W/cm².

On the other hand, many practical applications require significantly higher repetition rates of laser operating at the PetaWatt level. This is for example the case of laser plasma acceleration and is the reason why the LOASIS Program at Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) has decided to launch its BELLA (BErkeley Laboratory for Laser Acceleration) project [3] based upon a 1.3 PetaWatt laser at a repetition rate of 1 Hz designed and built by Thales.

2. Experimental setup

The 1 Hz, 1.3 PetaWatt laser recently installed and commissioned by Thales at LBNL is based on a double CPA configuration (containing five amplification stages) with a two BaF2 crystals XPW (Crossed Polarized Wave) filter between the two CPA in order to increase the temporal contrast of the femtosecond laser pulses by 4 to 5 orders of magnitude [4] through the use of third order nonlinear optics effects in cubic crystals like BaF₂. The XPW concept originally discovered by the LOA (Laboratoire d'Optique Appliquée, Palaiseau, France) was developed and implemented by several research groups worldwide. It was demonstrated that a two-crystal configuration provides better efficiency and better stability. More recently, a new version working under ambient air instead of vacuum was developed by LOA and the relevant technology was transferred to Thales for use in its own high peak power laser systems.

The two final amplification stages use new high energy Nd:YAG pumping lasers (each of the twelve GAIA-HP pumping lasers delivers pulses of 14 J at 532 nm at a repition rate of up to 5 Hz). At this output energy level, onset of parasitic transverse lasing and amplified spontaneous emission (ASE) represent a potential performance limitation if not managed properly. To overcome this, a liquid melt of index refraction matching fluid and absorber is surrounding the Ti:Sa crystal within the two final amplification stages. A broadband absorber around 800 nm has been specifically developed in order to increase the threshold of transverse lasing [5].

The output pulse is compressed by a four gratings (provided by Horiba Jobin-Yvon) compressor in Treacy configuration leading to a peak power of 1 PetaWatt at 1 Hz.



Fig. 1: Fluorescence of the Ti-Sapphire crystal with ethanol (a) and with refractive index liquid mixture (b). On these pictures C-axis is horizontal.

3. Experimenal results

Up to 65 J have been obtained at 1 Hz after amplification and before compression without any sign of ASE or parasitic lasing (see Figure 1). Initial measurements of the laser pulse compressed at full power have led to an energy per pulse of 42.4 J and a pulse duration of 40 fs retrieved from FROG measurements, thus corresponding to a peak power of 1.06 PW never achieved up to now at a such high repetition rate. Other measurements made on the compressed beam have shown the very high stability and robustness of the technology (pulse energy stability of 0.29% rms and beam pointing stability of 1 µrad rms on each axis) as well as a superior beam quality (Strehl ratio close to 0.9 obtained through the use of adaptive optic). The measured spectral bandwidth of 38 nm FWHM for the output pulse is deemed capable to support a shorter pulse duration. This discrepancy with the pulse duration measurement was attributed to the metrology chain and some improvements were implementend so that a new measurement campaign will be performed soon.



Fig. 2: Energy recorded before compression at the last amplifier output of the BELLA laser system



Fig. 3: Focused beam quality (Strehl ratio close to 0.9 obtained through the use of adaptive optics provided by Imagine Optic)

4. Conclusion

The BELLA laser system is the first Ti:Sa amplifier providing an energy per pulse higher than 60 J before compression and higher than 40 J after compression at repition rate as high as 1 Hz which represent the highest energy level ever reached at similar or higher repetition rates. This breakthrough was made possible thanks to high quality YAG pumps providing energies devoted up to now only to glass lasers and to the possibility to scale up in average power the technologies used to eliminate the transverse lasing.

Pulse compression at full energy has enabled to demonstrate a world record of peak power higher than 1 PetaWatt at a reprision rate of 1 Hz.

The 1 PetaWatt laser operating at 1 Hz is now ready for the laser wakefield acceleration experiments of the BELLA project at LBNL aiming to accelerate electrons up to 10 GeV.

The authors acknowledge the LBNL team (http:/loasis.lbl.gov) for this collaboration and fruitful discussions.

References

[1] E. Esarey, C.B. Schroeder and W.P. Leemans, "Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators", Reviews of Modern Physics 81, 1229 (2009)

[2] Tae Jun Yu & al: "Generation of high-contrast, 30 fs, 1.5 PW laser pulses from chirped pulse amplification Ti:sapphire laser", Optics Express, vol 20, n°10, pp 10807-10815 (2012)
[3] W.P. Leemans et al., "The BErkeley Lab Laser Accelerator (BELLA): A 10 GeV Laser Plasma Accelerator", AIP Conf. Proc. 1299, p. 3-

[3] W.P. Leemans et al., "The BErkeley Lab Laser Accelerator (BELLA): A 10 GeV Laser Plasma Accelerator", AIP Conf. Proc. 1299, p. 3-11, 2010

[4] A. Jullien & al. "Highly efficient nonlinear filter for femtosecond pulse contrast enhancement and pulse shortening,", Opt. Lett. 33, 2353-2355 (2008).

[5] S. Laux & al. "Suppression of parasitic lasing in high energy, high repetition rate Ti:sapphire laser amplifiers,", Opt. Lett. 37, 1913-1915 (2012).

COMBINAISON COHERENTE DE LASERS A FIBRE FEMTOSECONDE

Marc Hanna¹, Florent Guichard^{1,2}, Louis Daniault¹, Yoann Zaouter², Dimitris Papadopoulos³, Frédéric Druon¹, Patrick Georges¹

¹Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, 2 av. Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex, ²Amplitude Systemes, 11 avenue de Canteranne, Cité de la Photonique, 33600, Pessac, France ³Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, École Polytechnique 91128 Palaiseau, France

marc.hanna@institutoptique.fr

Résumé

Nous présentons des travaux visant à réaliser la combinaison cohérente de plusieurs impulsions femtoseconde amplifiées dans des fibres optiques dopées ytterbium. Ces expériences démontrent la faisabilité d'un concept qui permet en principe une augmentation arbitraire de la puissance des lasers ultra-rapides.

MOTS-CLEFS : combinaison cohérente, lasers à fibre, optique ultra-rapide

1. INTRODUCTION

La combinaison cohérente de faisceaux est une technique qui permet d'additionner les puissances optiques émises par plusieurs sources laser dans un faisceau ayant les mêmes propriétés spatiales que celui d'une source unique. Cette méthode a d'abord été utilisée dans le contexte de lasers continus, pour lesquels les limites en puissance sont essentiellement d'origine thermique. Elle a été récemment étendue aux lasers impulsionnels, d'abord en régime nanoseconde, puis en régime femtoseconde [1,2], permettant ainsi l'augmentation de la puissance crête. Ces expériences ont été réalisées avec des lasers à fibre, dans lesquels les non-linéarités optiques constituent l'effet limitant. Bien que d'autres méthodes de combinaison existent, la combinaison cohérente est la seule technique permettant à la fois la conservation des propriétés spectrales / temporelles et spatiales.

Dans cette contribution, nous présentons le principe de la combinaison cohérente et les aspects spécifiques au régime femtoseconde, au travers d'expériences réalisées récemment. Bien que la plupart des résultats aient été obtenus avec des lasers à fibre, cette méthode est utilisable avec tous types de lasers ultra-brefs. Nous décrivons une expérience de mise en phase active et analysons les phénomènes limitant l'efficacité de combinaison. Puis, une méthode passive, c'est-à-dire ne nécessitant pas de boucle de rétroaction sur la phase optique, est proposée. Enfin, nous discutons l'extension à d'autres idées de combinaison cohérente.

2. COMBINAISON ACTIVE

La première expérience consiste à combiner deux amplificateurs à fibre dopée ytterbium. Ces amplificateurs sont insérés dans chaque bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder, se situant luimême au sein d'une architecture d'amplification à dérive de fréquence (fig. 1).



Fig. 1 : Schéma de principe pour la combinaison active.

La différence principale avec les systèmes fonctionnant en régime continu est que la phase optique doit être la même sur toute la bande spectrale optique afin de garantir une bonne efficacité. Ceci implique que la phase, le retard de groupe, la dispersion d'ordre deux, introduits par chacun des bras doivent être les mêmes. Pour des impulsions de durée supérieure à 100 fs, nous avons montré qu'un ajustement statique du retard de groupe et de la dispersion de vitesse de groupe, ainsi qu'un contrôle actif de la phase, suffit à réaliser la combinaison de manière efficace. Dans cette première expérience, nous avons obtenu la combinaison de deux faisceaux de 10 W avec une efficacité de 92%. Toutes les propriétés spatiales et temporelles sont conservées dans le faisceau combiné, avec une durée finale d'impulsion de 230 fs et un facteur M² de 1,1 dans les deux directions transverses.

COMBINAISON PASSIVE

La combinaison passive peut être obtenue simplement dans un système à deux faisceaux en remplaçant l'interféromètre de Mach-Zehnder par une boucle de Sagnac (fig. 2). Dans ce cas, les faisceaux à combiner parcourent le même trajet dans des directions opposées, accumulant ainsi exactement la même phase optique si les fluctuations de phase se produisent sur une durée supérieure au temps de parcours dans la boucle. Pour des interféromètres de quelques mètres, ceci conduit à la suppression du bruit de phase jusqu'à 10 MHz.



Fig. 2 : Dispositif expérimental pour la combinaison cohérente passive (gauche). Diagnostics temporels de l'impulsion combinée en sortie à une énergie de 650 µJ.

Cette architecture a été utilisée pour combiner deux faisceaux amplifiés dans deux fibres rigides de très large aire modale [3]. L'efficacité de combinaison reste au-dessus de 90% dans toutes les conditions. A un taux de répétition de 92 kHz, la puissance moyenne obtenue en sortie de ce système est de 60 W, correspondant à une énergie par impulsions de 650 µJ, ce qui est clairement supérieur aux limites accessibles avec un seul amplificateur.

CONCLUSION

La possibilité d'augmenter la puissance des sources ultra-brèves en utilisant les techniques de combinaison cohérente de faisceaux est désormais établie. D'autres concepts de combinaison cohérente, comme l'amplification d'impulsions divisées, les cavités résonantes passives, ou la synthèse d'impulsions permettront à l'avenir d'obtenir des sources ultra-brèves inédites.

REFERENCES

[1] E. Seise, A. Klenke, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Coherent addition of fiber-amplified ultrashort laser pulses," Opt. Express 18, pp. 27827-27835 (2010).

[2] L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, P. Georges, "Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers," Opt. Lett. 36, pp. 621-623 (2011).

[3] Y. Zaouter, L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, F. Morin, C. Hönninger, F. Druon, E. Mottay, and P. Georges, "Passive coherent combination of two ultrafast rod type fiber chirped pulse amplifiers," Opt. Lett. 37, 1460-1462 (2012).

UN INTERFEROMETRE A ATOMES PIEGES POUR LA MESURE DE FORCES A FAIBLE DISTANCE

Adèle Hilico¹, Bruno Pelle¹, Gunnar Tackmann^{1,2}, Min-Kang Zhou¹, Franck Pereira dos Santos¹

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

² Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, Welfengarten 1, 30167 Hannover, Germany

franck.pereira@obspm.fr

Résumé

Nous avons développé un capteur de force à atomes piégés, basé sur des techniques d'interférométrie atomique et sur le contrôle du transport d'atomes dans un réseau optique vertical. En particulier, nous avons démontré un nouveau type d'interféromètre, dans lequel les atomes sont placés dans une superposition cohérente d'états localisés dans des puits distincts du réseau, avant d'être recombinés, ce qui permet de mesurer avec une grande sensibilité la différence d'énergie potentielle entre états voisins. Nous avons obtenu une sensibilité sur la mesure de force de 10^{-5} g à 1s.

MOTS-CLEFS : Interférométrie Atomique, Casimir Polder, Gravitation, 5^e force

1. INTRODUCTION

Je présenterai l'état d'avancement d'un projet qui vise à réaliser, à l'aide de techniques d'interférométrie atomique, des mesures de forces à faible distance, entre des atomes de Rb et un miroir diélectrique. La sensibilité offerte par la mesure interférométrique permettra de réaliser des mesures précises du potentiel d'interaction atome-surface, dans un régime dominé par le potentiel de Casimir Polder, avec une exactitude meilleure que l'état de l'art, et de tester la gravitation à l'échelle du micron, à la recherche de déviations à la loi de Newton et d'une éventuelle 5^e force [1].

2. NOTRE SYSTEME

Notre système est constitué d'atomes de ⁸⁷Rb piégés dans un piège dipolaire mixte, constitué d'une onde stationnaire verticale de faible profondeur, réalisée à l'aide d'un laser Verdi à 532 nm, et d'une onde progressive pour le confinement transverse, réalisée à l'aide d'un laser à fibre dans l'infrarouge proche. Nous avons démontré la possibilité de réaliser un transport cohérent d'atomes entre puits voisins du réseau avec des lasers [2,3], en utilisant des transitions Raman stimulées. Ces transitions permettent d'induire des couplages entre différents états de Wannier-Stark, qui sont les états « quasi »-propres des atomes dans l'onde stationnaire en présence de gravité, et qui correspondent à des états relativement localisés dans les puits de potentiel du réseau. La possibilité de placer les atomes dans une superposition d'états de Wannier-Stark distants de l'ordre d'une dizaine de puits permet de réaliser des interféromètres dans lesquels la différence d'énergie potentielle est mesurée avec une excellente sensibilité.

Dans une version préliminaire de l'expérience, où les atomes sont placés loin de la surface d'intérêt, nous avons validé le principe de la mesure, et étudié différents schémas d'interféromètres : un interféromètre de Ramsey, puis une version symétrique de ce dernier, que nous avons baptisé interféromètre « accordéon », et qui permet de s'affranchir des effets liés aux déplacements de fréquence de la transition d'horloge, et enfin un interféromètre à ondes multiples dans lequel les atomes sont placés dans une superposition d'un plus grand nombre d'états de WS avant d'être recombinés [2,4]. Ces interféromètres permettent de mesurer la différence d'énergie potentielle de pesanteur entre puits voisins, et donc la fréquence de Bloch $v_B=mg\lambda/2h$, où m est la masse de l'atome, h la constante de Planck et λ la longueur d'onde du laser de l'onde stationnaire. En particulier, nous avons réalisé avec l'interféromètre « accordéon » un capteur de force à atomes piégés très sensible, qui permet de mesurer l'accélération de la pesanteur avec une sensibilité relative de 10^{-5} à 1s.



Fig. 1 : Franges d'interférences de l'interféromètre accordéon. La frange centrale est située à $-3v_B \sim -1707$ Hz. Ce désaccord Raman par rapport à la transition hyperfine permet aux faisceaux Raman de coupler des états distants de trois puits. La durée totale de l'interféromètre pour cette mesure est de 720 ms.

CONCLUSION

Si la sensibilité aux forces inertielles que nous avons démontrée reste bien en dessous des niveaux de performance des interféromètres à atomes en chute libre, elle est excellente pour un capteur de forces à faible distance. Elle devrait permettre, par exemple, de mesurer le potentiel de Casimir Polder au niveau du % à une distance de l'ordre de 5 µm après moins d'une minute de moyennage. Je discuterai les efforts en cours pour améliorer la qualité de la mesure, et les modifications du dispositif pour amener les atomes au voisinage de la surface d'intérêt, qui sera celle d'un miroir diélectrique réalisé spécialement pour l'expérience.

REMERCIEMENTS

Cette recherche est menée dans le cadre du projet iSense et bénéficie du soutien financier de la Commission Européenne (programme Future and Emerging Technologies (FET) du FP7, contrat FET-Open n° 250072), de la Ville de Paris (programme Emergences) et de l'IFRAF. MK Zhou remercie la FFCSA, le CSC et le CNSF (No:11205064) pour leur soutien financier.

Références

[1] P. Wolf, P. Lemonde, A. Lambrecht, S. Bize, A. Landragin, A. Clairon, "From optical lattice clocks to the measurement of forces in the Casimir regime", Phys. Rev. A 75, 063608 (2007)

[2] Q. Beaufils, G. Tackmann, X. Wang, B. Pelle, S. Pélisson, P. Wolf and F. Pereira dos Santos, "Laser controlled tunneling in a vertical optical lattice", Phys. Rev. Lett. 106, 213002 (2011)

[3] G. Tackmann, B. Pelle, A. Hilico, Q. Beaufils, F. Pereira Dos Santos, "Raman-laser spectroscopy of Wannier-Stark states", Phys. Rev. A 84, 063422 (2011)

[4] B. Pelle, A. Hilico, G. Tackmann, Q. Beaufils, F. Pereira Dos Santos, "State-labelling Wannier-Stark atomic interferometers", Phys. Rev. A 87, 023601 (2013)

ONDES DE MATIÈRE GUIDÉES: PRODUCTION ET MANIPULATION

P. Cheiney¹, G. Condon¹, F. Damon², Ch. Fabre¹, F. Vermersch¹, A. Couvert¹, G. Reinaudi¹, G. L. Gattobigio¹, R. Mathevet¹, T. Lahaye¹, B. Georgeot², D. Guéry-Odelin¹

¹ Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité, UMR CNRS 5589, Université Paul Sabatier, 31062 Toulouse Cedex 09, France

² Laboratoire de Physique Théorique, UMR CNRS 5152, Université Paul Sabatier, 31062 Toulouse Cedex 09, France

dgo@irsamc.ups-tlse.fr

Résumé

Nous présenterons nos travaux dans le domaine de l'optique atomique guidée. Nous exposerons tout d'abord le protocole expérimental qui a permis la réalisation d'une onde de matière guidée monomode transverse à partir de condensats de Bose-Einstein. Nous détaillerons ensuite diverses situations où une onde de matière en propagation dans un guide interagit avec des potentiels extérieurs. Ce dernier volet de notre activité de recherche recouvre une physique très riche comprenant la physique de la transition vers le chaos, la mise au point d'une séparatrice ou encore de miroirs et cavités de Bragg pour ondes de matières. Ces travaux ont permis la réalisation de filtres en vitesse très sélectifs. Leur principe est transposable à toutes les espèces car il ne repose pas sur l'utilisation des degrés de liberté internes. Dans le prolongement de ces travaux, nous avons mis au point un nouveau type de barrières tunnels pour atomes.

MOTS-CLEFS : *Optique atomique guidée ;Laser à atomes ;Séparatrice à ondes de matière ;Miroir de Bragg*

1. PRODUCTION D'UN LASER À ATOMES GUIDÉ

Les onde de matière guidées que nous manipulons sont obtenues à partir de condensats de Bose-Einstein confinés dans un piège dipolaire croisé. L'un des bras du piège dipolaire sert de guide. Nous avons développé plusieurs modes de découplage [1, 2]. Nous mentionnerons ici essentiellement les résultats du mode de découplage entièrement optique. Une onde de matière se propageant dans un guide constitue le stricte équivalent d'une fibre optique traditionnelle. A la gaine de matière est substituée une gaine de lumière réalisée grâce à un faisceau laser très désaccordé par rapport aux transitions atomiques. Il est alors naturel de se poser la question du caractère multimode ou monomode transverse des lasers à atomes guidés ainsi produits. Pour répondre à cette question, nous avons étudié systématiquement la distribution de vitesse transverse des lasers à atomes, et nous l'avons mise en regard avec les caractéristiques du confinement transverse d'une part et de celles du condensat dont il était issu d'autre part. Nous avons pu ainsi montrer que notre protocole de découplage est quasi-adiabatique de sorte qu'aux barres d'erreurs expérimentales près, l'opération de découplage correspond à un processus isentropique [2]. Des études numériques menées ultérieurement ont confirmé ces observations expérimentales [3]. En conséquence, un condensat de Bose-Einstein quasi-pur donne par découplage un laser à atomes quasi-monomode transverse. Le meilleur taux d'occupation du niveau fondamental transverse observé était de 90 %. La méthode tout optique que nous avons mise au point fonctionne pour tous les sous niveaux Zeeman. Par suite, elle fonctionne pour toutes les "polarisations" possibles du laser à atomes. En ajustant la fraction thermique du gaz de Bose initial, il est possible de réaliser un laser à atomes multimode et de contrôler la population dans les niveaux excités. Le système dont nous disposons permet ainsi de passer continûment d'une situation entièrement quantique où un seul niveau est occupé à une situation complètement classique où des centaines de niveaux transverses sont occupés, et ce en changeant simplement la température du gaz de Bose dont on extrait l'onde de matière.

2. INTERACTIONS D'UNE ONDE DE MATIÈRE GUIDÉE AVEC DES POTENTIELS COMPLEXES

Nos travaux se sont concentrés ensuite sur l'interaction de ce type d'ondes de matière avec divers potentiels. Ces expériences de diffusion ont été faites dans des géométries tridimensionnelles et unidimensionnelles.

Lorsque le potentiel avec lequel l'onde de matière se propageant dans le guide interagit couple les degrés de liberté transverses et longitudinaux, la dynamique peut devenir chaotique. Nous avons ainsi pu observer une transition vers le chaos [4]. Cette situation joue par suite un rôle pour la réalisation d'une séparatrice à ondes de matière en environnement confiné. Nous avons mené une étude expérimentale systématique d'une géométrie en X où deux guides se croisent [5]. L'onde de matière incidente arrive sur le croisement par l'une des quatre voies possibles. Selon la force de confinement relative des deux guides en jeu, trois situations génériques ont été observées : (1) un couplage faible pour lequel l'onde poursuit sa trajectoire dans son guide initial, (2) un couplage de nature chaotique pour lequel l'onde de matière explore les quatre voies possibles, et (3) un aiguillage d'un guide à l'autre.

Nous avons également exploré l'interaction d'une onde de matière avec un réseau optique dans une géométrie unidimensionnelle. Dans ces expériences, l'onde de matière étudiée est un condensat de Bose-Einstein mis en mouvement dans un guide optique. La diffusion du condensat sur un tel réseau réalise l'analogue d'un miroir de Bragg pour ondes de matière [6]. La succession des feuillets lumineux et sombres que traverse l'onde de matière joue le même rôle qu'une succession périodique de bi-couches d'indices optiques différents. La longueur d'onde optique est ici remplacée par la longueur d'onde de de Broglie qui est inversement proportionnelle à la vitesse. Notre dispositif permet de réaliser un filtre en vitesse passe-haut, passe-bas ou encore passe-bande. Nous avons également exploré l'interaction d'une onde de matière avec un réseau dont l'amplitude est modulée dans le temps [7]. La modulation provoque des transitions interbandes qui permettent d'adresser des classes vitesses très étroites. Nous avons ainsi pu "découper" dans la distribution de vitesse initiale un paquet de largeur en vitesse de quelques centaines de μ m/s, correspondant à une température effective de quelques centaines de picoKelvin.

L'enveloppe du réseau optique varie lentement par rapport au pas du réseau. Cette situation permet une interprétation locale de nos expériences en termes de bandes comme en physique du solide. Les bandes interdites sont ici projetées dans l'espace réel du fait de l'inhomogénéité de l'enveloppe. Les transitions Landau Zener, qui correspondent au passage d'une bande à la bande adjacente par effet tunnel dans l'espace réciproque, sont ici projetées dans l'espace réel. Nous avons exploité ce fait pour réaliser une cavité à onde de matière et observer une transmission tunnel unique lorsqu'un paquet d'onde rebondit sur un miroir semi-réfléchissant réalisé grâce à une bande interdite localisée dans l'espace. Cette technique permet de réaliser des barrières tunnels de transmission potentiellement importante. De fait, il est extrêmement difficile de réaliser des barrières bleues). Cela nécessiterait en effet de focaliser un faisceau laser à sa limite de diffraction voire en dessous [8].

Références

- [1] A. Couvert, et al. Europhys. Lett. 83, 50001 (2008).
- [2] G. L. Gattobigio, et al. Phys. Rev. A 80, 041605(R) (2009).
- [3] F. Vermersch, et al. Phys. Rev. A 84, 043618 (2011).
- [4] G.L. Gattobigio, et al. Phys. Rev. Lett. 107, 254104 (2011).
- [5] G. L. Gattobigio, et al. Phys. Rev. Lett. 109, 030403 (2012).
- [6] C. M. Fabre, et al. Phys. Rev. Lett. 107, 230401 (2011).
- [7] P. Cheiney, et al. Phys. Rev. A 87, 013623 (2013).
- [8] P. Cheiney, et al. arxiv 1302.1811v1 [cond-mat.quant-gas]

ÉTAT DE L'ART SUR LA DÉTERMINATION DE LA CONSTANTE DE STRUCTURE FINE α : TEST DE L'ÉLECTRODYNAMIQUE QUANTIQUE ET REDÉFINITION DU KILOGRAMME

R. Bouchendira¹, P. Cladé¹, S. Guellati-Khélifa^{1,2}, F. Nez¹ et F. Biraben¹

 ¹ Laboratoire Kastler Brossel, UMR CNRS 8552, Ecole Normale Supérieure et Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, 75005 Paris, France
 ² Conservatoire National des Arts et Métiers, 292 rue Saint-Martin, 75003 Paris, France

guellati@spectro.jussieu.fr

Résumé

La constante de structure fine α est l'une des plus fascinantes constantes fondamentales de la physique. Elle apparaît dans de nombreuses théories, de plus comme elle est sans dimensions, elle relie entre elles de nombreuses autres constantes physiques fondamentales. Nous présenterons l'expérience qui permet de déterminer α à partir de la mesure du rapport h/m entre la constante de Planck et la masse d'un atome de rubidium. Nous discuterons l'intérêt de cette mesure pour tester l'électrodynamique quantique via l'anomalie du moment magnétique de l'électron et son impact sur la redéfinition annoncée du kilogramme.

MOTS-CLEFS : *Atomes froids ; interférometrie atomique ; constantes physiques fondamentales ; oscillations de Bloch*

1. INTRODUCTION

La constante de structure fine α est la constante de couplage de l'interaction électromagnétique. A ce titre elle intervient dans l'interprétation de nombreux phénomènes de la physique. Les déterminations de α les plus précises sont issues de deux méthodes indépendantes. La première méthode utilise la mesure de l'anomalie du moment magnétique de l'électron a_e et des calculs complexes de l'électrodynamique quantique. La seconde méthode est fondée sur la mesure du rapport h/m entre la constante de Planck h et la masse m d'un atome. La constante α est alors déduite de l'équation :

$$\alpha^2 = \frac{2R_{\infty}}{c} \frac{A_r(\mathbf{X})}{A_r(\mathbf{e})} \frac{h}{m_{\mathbf{X}}}$$
(1)

La constante de Rydberg R_{∞} est connue avec une incertitude relative de 5×10^{-12} [1, 2, 3]. L'incertitude sur la masse relative de l'électron $A_r(e)$ et sur la masse relative $A_r(X)$ d'un atome de masse m_X sont respectivement égales à 4.4×10^{-10} [4] et moins de 10^{-10} pour le rubidium et le césium [5, 6]. A ce jour, l'incertitude sur la valeur de α est limitée par l'incertitude sur le rapport h/m.

2. DÉTERMINATION DE $\alpha(h/m_{\rm Rb})$

Le rapport h/m est déduit de la mesure de la vitesse de recul $v_r = \hbar k/m$ d'un atome de masse m qui absorbe un photon d'impulsion $\hbar k$. Dans notre expérience nous utilisons la technique des oscillations de Bloch dans un réseau optique accéléré pour transférer aux atomes de rubidium, préalablement refroidis par laser, environ $1000 \times v_r$. Cette variation de vitesse est mesurée précisément en utilisant un interféromètre atomique de type Ramsey-Bordé. Nous avons obtenu une mesure du rapport h/m_{Rb} avec une incertitude statistique de 4.4×10^{-10} pour un temps d'intégration de 15 heures. Une analyse exhaustive des effets systématiques nous a permis de déduire une valeur de la constante de structure fine $\alpha(h/m_{Rb})$ avec une incertitude relative inégalée de 6.6×10^{-10} , limitée principalement par la courbure des fronts d'onde optiques et par la connaissance du champ magnétique résiduel dans l'enceinte à vide.

3. TEST DE L'ÉLECTRODYNAMIQUE QUANTIQUE

La valeur $\alpha(h/m_{Rb})$ a été utilisée pour calculer l'anomalie du moment magnétique de l'électron a_e , à l'aide de l'équation :

$$a_{\rm e} = A_1 \times \frac{\alpha}{\pi} + A_2 \times \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + A_3 \times \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 + A_4 \times \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^4 + \dots + a_{\rm e}\left(\frac{m_{\rm e}}{m_{\mu}}, \frac{m_{\rm e}}{m_{\tau}}, \text{weak, hadron}\right)$$
(2)

les coefficients A_i sont déterminés à partir de calculs complexes d'électrodynamique quantique (QED) utilisant jusqu'à 12672 diagrammes de Feynman [9]. Le dernier terme prend en compte la contribution des masses du muon et du tau, l'interaction hadronique et l'interaction faible. Par ailleurs, a_e est mesurée expérimentalement par le groupe de Gabrielse à l'université de Harvard avec une incertitude relative de 0.28×10^{-12} [8]. La figure1 permet de comparer la valeur théorique $a_e(h/m_{\rm Rb})$ et les mesures expérimentales. Le désaccord relatif entre l'expérience et la théorie est de $7,7 \times 10^{-10}$. L'exactitude sur $\alpha(h/m_{\rm Rb})$ est suffisante pour mettre en évidence pour la première fois, la contribution du muon et des hadrons dans la valeur de a_e .



FIGURE 1 : Comparaison des valeurs expérimentales de l'anomalie du moment magnétique de l'électron $(a_e(UW - 87) \text{ et } a_e(HarvU - 08))$ avec la valeur théorique $a_e(h/m_{Rb})$ obtenue en utilisant la valeur $\alpha(h/m_{Rb})$.

4. Détermination du rapport $h/m_{\rm u}$

Les mesures du rapport h/m réalisées sur le césium[10] et sur le rubidium [7] ainsi que la valeur de α déduite de la mesure de l'anomalie du moment magnétique de l'électron ont été exploitées pour déterminer le rapport h/m_u (m_u représente l'unité de masse atomique unifiée). Ce rapport présente un intérêt majeur en métrologie dans le cadre de la redéfinition du kilogramme. Il permet de faire le lien entre les deux expériences pressenties pour la mise en pratique du nouveau kilogramme : la balance du watt et la mesure de la constante d'Avogadro.

Références

- P. J. Mohr, B. N. Taylor and D. B. Newell, *Reviews of Modern Physics*, vol. 80, pp. 265–269, 2008.
- [2] Th. Udem, A. Huber, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79, pp. 2646–2649, 1997.
- [3] C. Schwob, L. Jozefowski, B. de Beauvoir, L. Hilico, F. Nez, L. Julien, and F. Biraben *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 4960–4963, 1999.
- [4] P. J. Mohr, B. N. Taylor and D. B. Newell, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 84, pp. 1527–1605, 2012.
- [5] M. P. Bradley, J. V. Porto, S. Rainville, J. K. Thompson, and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, pp. 4510–4513, 1999.
- [6] B. J. Mount, M. Redshaw, and E. G. Myers, *Phys. Rev. A*, vol. 82, pp. 042513–4518, 2010.
- [7] R. Bouchendira, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez, and F. Biraben, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, pp. 080801–080805, 2011.
- [8] D. Hanneke, S. Fogwell, and G. Gabrielse, Phys. Rev. Lett., vol. 100, pp. 120801–120805, 2008.
- [9] T. Aoyama, M. Hayakawa, T. Kinoshita, and M. Nio, Phys. Rev. Lett., vol. 109, pp. 111807–111812, 2012.
- [10] S. Y. Lan, P. C. Kuan, B. Estey, D. English, J. M. Brown, M. A. Hohensee and H. Müller, *Science*, vol. 339, pp. 554–557, 2013.

BIENTOT UN AN DE MESURES LIBS PAR L'INSTRUMENT CHEMCAM SUR Mars : resultats et bilan provisoire.

R. C. Wiens¹, S. Maurice², <u>J.-B. Sirven</u>³ et toute l'équipe ChemCam.

¹Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, USA

² Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, 9 avenue du Colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France

³CEA, DEN, Département de Physico-Chimie, 91191 Gif sur Yvette Cedex, France

jean-baptiste.sirven@cea.fr

Résumé

Le rover Curiosity de la mission Mars Science Laboratory (MSL) de la NASA s'est posé avec succès sur la Planète Rouge le 6 août 2012. Avec pas moins de dix instruments scientifiques à bord, c'est l'engin le plus gros et le plus sophistiqué jamais envoyé sur Mars. Son objectif est de déterminer si la planète a pu être habitable au cours de son histoire. Pour cela, Curiosity analyse les roches, les sols et l'atmosphère de Mars afin de trouver des indices physico-chimiques et géologiques d'un environnement favorable à l'apparition de la vie.

Parmi les instruments équipant le rover, ChemCam joue un rôle stratégique de premier plan. Développé depuis une douzaine d'années sous l'égide du Los Alamos National Laboratory (Etats-Unis) et de l'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (Toulouse), il associe la technique LIBS (laser-induced breakdown spectroscopy) à une caméra haute résolution pour analyser à distance la composition élémentaire des roches et des sols environnant le rover avec un rayon d'action de 7 m [1]-[2]. C'est la première fois qu'un instrument LIBS est envoyé dans l'espace.

La présentation décrira dans un premier temps les études préalables au développement de ChemCam, réalisées en grande partie au CEA de Saclay. Basées sur un montage de laboratoire simulant l'instrument et l'environnement martien, ces études ont porté principalement sur deux aspects : la compréhension de l'interaction laser-matière et de la formation du plasma à distance variable et sous atmosphère martienne ; et le développement de méthodologies d'analyse des spectres permettant d'identifier la nature des roches rencontrées et de mesurer quantitativement leur composition. Ces travaux ont permis d'évaluer la faisabilité de l'instrument et ses performances, et ont abouti à la définition du cahier des charges de ChemCam.

La deuxième partie de la présentation sera axée sur les opérations du rover depuis près d'un an. Le rôle stratégique de ChemCam dans le pilotage de Curiosity sera illustré. Les mesures LIBS et les images haute résolution réalisées par l'instrument seront commentées. La capacité de ChemCam à fournir des données physico-chimiques pertinentes pour l'exploration martienne, à l'échelle de la roche aussi bien qu'à l'échelle du terrain parcouru par le rover depuis l'atterrissage, est acquise. L'interprétation des mesures pourra cependant être affinée au fil de sa progression grâce à l'enrichissement des bases de données martiennes et grâce à l'intercomparaison des résultats obtenus par différents instruments.

MOTS-CLEFS : *ChemCam ; LIBS ; Mars*

Références

 S. Maurice et al., "The ChemCam Instrument Suite on the Mars Science Laboratory (MSL) Rover: Science Objectives and Mast Unit Description", Space Sci. Rev. (2012) 170:95–166.
 R. C. Wiens et al., "The ChemCam Instrument Suite on the Mars Science Laboratory (MSL) Rover: Body Unit and Combined System Tests", Space Sci. Rev. (2012) 170:167–227.

Cellules solaires: un condensé d'optique et d'électronique

Pere ROCA i CABARROCAS

LPICM-CNRS, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France

Les cellules solaires photovoltaïques sont des convertisseurs optoélectroniques avec des performances atteignant des rendements de 44%. Pour ceci il faut que l'absorption des photons et la collecte des paires électron-trou se fassent de façon aussi parfaites que possible, sur la base de procédés à bas coût de façon à produire une énergie électrique compétitive. Des méthodes basées sur la texturation de surface permettant d'obtenir du "black silicon", la structuration (cristaux photoniques), l'exaltation de l'absorption (plasmonique), l'utilisation de nanocristaux et de nanofils, seront passés en revue afin de dégager les plus prometteuses. Une attention particulière sera portée aux cellules solaires à base de couches minces de silicium. L'utilisation de nanofils de silicium comme élément de base pour la réalisation de jonctions radiales est pressentie comme une voie innovante pour la réalisation de cellules de troisième génération [1]. Une telle architecture permet d'ortogonaliser l'absorption de la lumière et la collecte des porteurs photo générés. Le champ de nanofils conduit à une absorption efficace, tandis que la structure radiale de la jonction garantit un très fort champ électrique qui sépare efficacement les porteurs et empêche leur recombinaison.

1. L. Yu, B. O'Donnell, M. Foldyna, and P. Roca i Cabarrocas. Nanotechnology **23** (2012) 194011. stacks.iop.org/Nano/23/000000



Cellules solaires à base de nanofils de silicium avec une structure à jonction radiale. Des rendements de 6% ont d'ores et déjà obtenus avec une structure PIN à base de silicium amorphe hydrogéné épousant parfaitement les nanofils de silicium [1].

Les 100 ans de l'effet Sagnac

Hervé Lefèvre

iXBlue, 52 avenue de l'Europe, Marly le Roi, France herve.lefevre@ixblue.com

Résumé

A l'occasion du centenaire de l'expérience de l'interféromètre tournant de Sagnac, cette conférence replace l'effet dans son contexte historique et rappelle aussi l'état de l'art des gyromètres optiques, et en particulier le gyrofibre qui possède un potentiel étonnant pour être le gyromètre « ultime ».

MOTS-CLEFS : Effet Sagnac ; Entrainement de Fresnel-Fizeau ; Gyrolaser ; Gyrofibre

1. INTRODUCTION

Après une analyse historique de l'effet Sagnac qui va de la notion d'éther lumineux à la théorie de la Relativité, seront présentés des résultats récents sur les gyromètres optiques qui fonctionnent sur le principe d'une multiplication de l'effet Sagnac par recirculation dans une cavité résonante active en anneau dans le cas du gyrolaser, et dans une bobine multi-tour de fibre optique dans le cas du gyrofibre.

2. DE L'ÉTHER LUMINEUX À LA RELATIVITÉ

Si Huygens avait prôné au 17^{ème} siècle une théorie ondulatoire de la lumière, Newton avait imposé ses vues corpusculaires au début du 18^{ème}. Après avoir suscité beaucoup de scepticisme (on ne contredit pas Newton!), l'expérience de 1806 des fentes d'Young, avec l'observation de franges d'interférence, relança l'hypothèse ondulatoire. Dans l'esprit de l'époque cependant, la propagation d'ondes nécessitait une forme de support qui a été appelé « éther lumineux », la lumière se déplaçant à une vitesse constante par rapport à cet éther fixe. L'expérience clef de Michelson et Morley en 1887 questionna pour le moins cette notion et a conduit en 1905 à la théorie de la Relativité restreinte d'Einstein où la lumière garde la même vitesse c dans n'importe quel référentiel en translation linéaire uniforme. Ce saut conceptuel a été cependant très difficile à admettre pour une grande partie de la communauté des physiciens de l'époque.

Il y avait aussi des considérations d'interaction entre éther lumineux et matière. En 1818 Fresnel émit l'hypothèse que la lumière était entrainée par la matière et que sa vitesse c/n devenait c/n + $(1 - 1/n^2)$ v_m, où v_m est la vitesse de cette matière. Cette hypothèse a été confirmée expérimentalement en 1851 par Fizeau. Cet entrainement de Fresnel-Fizeau n'avait cependant pas d'explication vraiment claire, et c'est en 1907 que Von Laue a analysé que c'était en fait la loi d'addition des vitesses de la toute récente théorie de la Relativité. L'effet d'entrainement de Fresnel-Fizeau est bien un effet relativiste.

Pour revenir à Sagnac, les titres de ses deux publications de 1913 [1,2] indiquent clairement qu'il continuait à croire à l'éther lumineux et n'avait pas franchi le saut conceptuel de la Relativité. Deux ans avant, Von Laue [3] avait pourtant proposé cette expérience de l'interféromètre tournant [Figure 1], réalisée donc par Sagnac [Figure 2], et Von Laue avait précisé, comme cela est communément admis aujourd'hui, qu'elle ne permettait de décider entre la validité de la théorie de l'éther lumineux et celle de la Relativité. Là où en fait on voit que l'effet Sagnac est relativiste, est qu'il est parfaitement indépendant de la matière comme il est observé en particulier dans le gyrofibre [4].

L'explication simple de l'effet Sagnac considère un chemin circulaire fermé. A l'arrêt, les deux ondes contrapropagatives mettent exactement le même temps de parcours en sens opposé. C'est d'ailleurs sur cette perfection de l'égalité par réciprocité des propagations opposées que se fonde la performance des gyromètres optiques. Maintenant, quand l'interféromètre en anneau tourne, et est observé dans un référentiel « fixe », le séparateur-combineur se déplace pendant la propagation sur un tour, et l'onde corotative parcourt plus d'un tour alors que la contrarotative parcourt moins d'un tour. Si au lieu du vide, les ondes se propagent dans la matière, elles mettront n fois plus longtemps pour faire un tour (n étant l'indice) et le séparateur se sera déplacé par rotation n fois plus loin avant la recombinaison des ondes. La différence de longueur étant de plus parcourue à la vitesse c/n, on pourrait penser que le retard temporel avec la matière est en n^2 , mais ce serait oublier l'entrainement de Fresnel-Fizeau. La matière augmente bien la différence de longueur entre les 2 sens, mais la vitesse n'est plus la même, observée dans un référentiel « fixe ». Le sens corotatif allongé voit sa vitesse augmenter de par l'entrainement, quand le sens contrarotatif voit sa vitesse diminuer, le sens de l'entrainement étant opposé au sens de propagation. On montre que l'effet Sagnac est bien parfaitement indépendant de la matière. L'effet Fresnel-Fizeau étant relativiste, on peut donc dire que l'effet Sagnac dans la matière l'est aussi, même si dans le vide il n'est pas possible de conclure.



Figure 1 : principe de l'interféromètre tournant proposé par von Laue en 1911 [3]



Figure 2 : expérience de l'interféromètre tournant réalisée par Sagnac en 1913 [

3. GYROMETRES OPTIQUES

L'effet Sagnac sur un tour est très faible et l'expérience originelle est restée confidentielle très longtemps. Il a fallu attendre l'avènement des deux révolutions de l'optique-photonique moderne, le laser et la fibre optique, pour accéder à la sensibilité de mesure nécessaire à une instrumentation performante, en multipliant l'effet par recirculation.

Démontré expérimentalement en 1963, le gyrolaser a révolutionné les techniques de navigation inertielle, apportant une fiabilité et une durée de vie bien meilleures que celles des gyroscopes mécaniques utilisés jusque là. Il emploie cependant toujours la technologie plasma hélium-néon [5] de ses débuts malgré tous les progrès des lasers solides et en particulier à fibre.

Le gyrolaser fonctionne en fait sur un principe extrêmement subtil, car *a priori* un laser en anneau émettant en continu dans les deux sens contrapropagatifs est instable : il devrait y avoir compétition de modes entre les deux sens opposés qui ont les mêmes conditions de résonance et de gain. Pour lever cette compétition de modes, le gyrolaser profite de l'effet Doppler différentiel entre les deux sens, lié au déplacement des ions amplificateurs par la décharge électrique, mais cela interdit les technologies lasers solides beaucoup plus fiables. Cela apporte aussi une limitation en stabilité long terme du zéro, le « biais », de par un résidu faible mais non nul d'entrainement non-réciproque de Fresnel-Fizeau [5,6]. La stabilité est de l'ordre de quelques 10⁻³ deg/h, et conduit à une performance de navigation inertielle du nautique (mille marin) sur quelques heures.

Démontré, quant à lui, en 1976, le gyrofibre apporte le potentiel de fiabilité et durée de vie des composants télécoms état solide. Il a été d'abord vu comme adapté aux performances moyennes (degré par heure) et a pris une part significative des applications dans cette classe [7]. La théorie montre cependant que les deux technologies ont le même potentiel de performance [8], et sur ces dernières années le gyrofibre a énormément progressé, n'ayant pas la limite non-réciproque résiduelle du gyrolaser. Le nautique sur un mois parait accessible et a été démontré en ambiance thermique contrôlée [9]. Cela correspond à une stabilité de biais de 10^{-5} deg/h (seulement dix degrés de rotation intégrée depuis l'expérience de Sagnac !), soit 3 x 10^{-10} radian en terme de différence de phase mesurée, et démontre la réciprocité de la propagation lumineuse à 10^{-20} en relatif. Le rêve deviendrait-il réalité ?

Références

[1] G. Sagnac, "L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme", Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 157, pp. 708-710, 1913.

[2] G. Sagnac, "Sur la preuve de la réalité de l'éther lumineux par l'expérience de l'interférographe tournant", Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, 157, pp. 1410-1413, 1913.

[3] M. Von Laue, "Über einen Versuch zur Optik der bewegten Körper", Münchener Sitzungsberichte, pp. 405-412, 1911.

[4] H.J. Arditty, H.C. Lefèvre, "Sagnac Effect in Fiber Gyroscopes", Optics Letters, Vol. 6, pp. 401-403, 1981.

[5] F. Aronowitz, "Fundamentals of the Ring Laser Gyro", Optical Gyros and their Application, RTO AGARDograph 339, 1999.

[6] H..C. Lefèvre, "The fiber-optic gyroscope: actually better than the ring-laser gyroscope?", 22nd OFS Conference, Beijing, Proceeding of SPIE, Vol. 8421, Papier 842104, 2012.

[7] G.A. Pavlath, "Fiber Optic Gyros, Past, Present and Future", 22nd OFS Conference, Beijing, Proceeding of SPIE, Vol. 8421, Paper 842102, 2012.

[8] C. Fabre, "La limite quantique dans les gyromètres optiques", Revue scientifique et technique de la défense, Vol. 7, pp. 109-115, 1990.

[9] Y. Paturel, J. Honthaas, H. Lefèvre et F. Napolitano, "One nautical mile per month FOG-based strapdown inertial navigation system: a dream already within reach ?", Inertial Sensors and Systems Conference, Karlsruhe, Germany, Paper 12, 2012.

HYDRODYNAMIQUE ET MAGNETISME D'UN GAZ QUANTIQUE DIPOLAIRE

Aurélie de Paz¹, Arijit Sharma¹, Amodsen Chotia¹, Gabriel Bismut¹, Benjamin Pasquiou^{1,2}, Etienne Maréchal¹, Paolo Pedri¹, Laurent Vernac¹, Olivier Gorceix¹, Bruno Laburthe-Tolra¹

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

² Institut für Quantenoptik und Quanteninformation, Innsbruck, Autriche

Résumé

Je décrirai des résultats récents obtenus dans un dispositif de condensation de Bose-Einstein avec l'atome de Chrome. Du fait du moment magnétique particulièrement élevé des atomes de Chrome, de fortes interactions dipôle-dipôle modifient profondément les propriétés des condensats « dipolaires » obtenus. Je décrirai en particulier la mise en évidence d'une vitesse du son anisotrope, ainsi que des propriétés magnétiques originales.

MOTS-CLEFS : condensat de Bose-Einstein ; interaction dipolaire ; magnétisme ; hydrodynamique

1. INTRODUCTION

Les propriétés des gaz à très basse température sont très fortement modifiées par les interactions entre particules. Ceci provient notamment du fait que l'énergie cinétique moyenne est bien plus faible que la force des interactions. Ainsi, surgissent des comportements, par exemple hydrodynamiques, typiques de la physique de la matière condensée. Pour la plupart des expériences d'atomes froids, les interactions entre atomes sont de type Van-der-Waals, c'est-à-dire isotropes et de très courte portée. L'originalité principale de notre expérience, utilisant des atomes de Chrome, provient de l'interaction dipôle-dipôle entre atomes de Chrome. Ces interactions, anisotropes et de longue portée, modifient ainsi profondément la physique des gaz quantiques dégénérés.

Les interactions dipolaires modifient ainsi les propriétés hydrodynamiques des condensats de Bose-Einstein obtenus avec l'atome de Chrome 52Cr, et leur confèrent notamment des propriétés anisotropes : par exemple, la vitesse du son dans ces nuages dépend de la direction de propagation du son (Voir §2). De plus, les interactions dipôle-dipôle proviennent dans le cas du chrome d'interactions de type magnétique entre les spins des atomes. Les gaz quantiques dipolaires sont ainsi des systèmes très intéressants pour l'étude du magnétisme (Voir \$3).

2. PROPRIETES HYDRODYNAMIQUES DES GAZ DIPOLAIRES

Les atomes de Chrome possèdent un moment magnétique six fois plus élevés que les atomes alcalins. De ce fait, les interactions dipolaires sont 36 fois plus élevées. Les interactions dipôledipôle, qui sont négligeables par rapport aux interactions de contact pour les condensats de Bose-Einstein alcalins, représentent environ 15% des interactions de contact pour un condensat de Chrome. Elles modifient ainsi la forme du nuage, qui s'allonge le long des axes des dipôles pour minimiser les interactions. Les excitations collectives du condensat sont elles-aussi modifiées : nous avons ainsi pu mesurer qu'en comprimant légèrement le condensat, la forme de celui-ci se met à osciller, à une fréquence qui dépend légèrement des interactions dipolaires [1].

Pour mesurer la vitesse du son dans le condensat, nous avons créé une onde de densité (par une méthode d'excitation de Bragg) dont nous avons mesuré la relation de dispersion (énergie en fonction du moment). Nous avons pu observer que l'énergie de l'onde de densité dépend de l'orientation des dipôles par rapport à la direction de propagation de l'onde. Ceci traduit une différence de la vitesse du son en fonction de cette orientation. Cette différence provient de l'anisotropie de l'interaction dipolaire, qui modifie de façon anisotrope la propagation du son [2]. Cette mesure représente une des premières manifestations de l'effet des interactions dipolaires sur les propriétés hydrodynamiques du condensat. Un des intérêts additionnels de cette mesure provient du fait que la vitesse du son est aussi, pour un condensat, la vitesse critique au-delà de laquelle le condensat cesse d'être superfluide. Les condensats dipolaires pourraient ainsi être des superfluides anisotropes.

3. PROPRIETES MAGNETIQUES DES GAZ DIPOLAIRES

Les atomes de Chrome peuvent être vus comme des aimants quantiques, interagissant à longue distance par l'interaction dipolaire. Les condensats de Chrome représentent donc ainsi un outil pour l'étude du magnétisme dans le régime quantique. En particulier, du fait de l'anisotropie des interactions dipolaires, des collisions avec changement de magnétisation sont possible. En conséquence, la magnétisation du nuage est libre, et s'adapte à l'équilibre thermodynamique. Nous avons ainsi pu observer qu'un nuage de Chrome se polarise spontanément lorsque la température diminue. Cette polarisation spontanée s'accélère brutalement lorsque la transition de Bose-Einstein est atteinte [3]. Ceci traduit la nature intrinsèquement ferromagnétique des condensats de Bose-Einstein : un condensat correspond à l'accumulation des particules dans l'état de plus basse énergie permis, qui est, quelque soit le champ magnétique, le sous état Zeeman de plus basse énergie.

Pour des champs magnétiques très faibles, cependant, lorsque l'énergie Zeeman est plus faible que l'énergie de contact dépendant du spin, le condensat peut diminuer son énergie en se dépolarisant. Nous avons aussi observé cette transition de phase entre un condensat polarisé (ferromagnétique) et un condensat dépolarisé [4].

Ces expériences de magnétisme peuvent être répétées après avoir chargé les atomes dans un réseau optique tri-dimensionnel [5]. Nous avons récemment mis en évidence l'importance des interactions dipôle-dipôle entre atomes localisés dans des sites du réseau différents. Celles-ci conduisent à une dynamique de spin *inter-site*; on aborde alors l'étude du magnétisme quantique, qui présente de fortes analogies avec le modèle d'Heisenberg du magnétisme.

REFERENCES

- G. Bismut, B. Pasquiou, E. Maréchal, P. Pedri, L. Vernac, O. Gorceix, and B. Laburthe-Tolra Phys. Rev. Lett. 105, 040404 (2010)
- [2] G. Bismut, B. Laburthe-Tolra, E. Marechal, P. Pedri, O. Gorceix, L. Vernac, Phys. Rev. Lett. 109, 155302 (2012)
- [3] B. Pasquiou, E. Maréchal, L. Vernac, O. Gorceix, and B. Laburthe-Tolra, Phys. Rev. Lett. **108**, 045307 (2012)
- [4] B. Pasquiou, E. Maréchal, G. Bismut, P. Pedri, L. Vernac, O. Gorceix, B. Laburthe-Tolra Phys. Rev. Lett. 106, 255303 (2011)
- [5] A. de Paz, A. Chotia, E. Marechal, P. Pedri, L. Vernac, O. Gorceix, B. Laburthe-Tolra, arXiv:1212.5469 (2012)

MESURES DES PHASES TOPOLOGIQUES AHARONOV-CASHER ET HE-MCKELLAR-WILKENS PAR INTERFEROMETRIE ATOMIQUE

J. Gillot, S. Lepoutre, A. Gauguet, M. Büchner et J. Vigué

Laboratoire Collisions, Agrégats, Réactivité, UMR CNRS 5587, IRSAMC, Université de Toulouse-UPS, 31062 Toulouse, France

matthias.buchner@irsamc.ups-tlse.fr

Résumé

Nous avons utilisé notre interféromètre atomique à bras séparés pour effectuer des mesures des phases topologiques Aharonov-Casher et He-McKellar-Wilkens. Cette dernière phase, prédite par la théorie en 1993 et 1994, a été mise en évidence en 2012 par notre équipe et récemment nous avons amélioré notre dispositif expérimental afin de mesurer cette phase et montrer expérimentalement l'indépendance des ces deux phases par rapport à la vitesse atomique, une caractéristique propre aux phases topologiques.

MOTS-CLEFS : *interférométrie atomique, optique atomique, phases topologiques*

L'interférométrie atomique est un outil très utile pour sonder l'interaction des atomes avec leur environnement d'une manière très précise. Nous utilisons notre interféromètre à bras séparés pour introduire des perturbations de nature électromagnétique sur les trajectoires atomiques afin de mesurer avec une excellente précision les déphasages induits. Récemment, nous avons mis en évidence une phase topologique [1], appelée phase He-McKellar-Wilkens d'après les auteurs qui l'ont prédite par la théorie en 1993 et 1994 [2,3]. Cette phase fait partie de la famille des phases topologiques, parmi lesquelles figure la phase Aharonov-Bohm [4].

Elle apparaît lorsqu'un atome traverse des champs électrique **E** et magnétique **B**. Elle est maximale lorsque **E**, **B** et la vitesse des atomes **v** forment un trièdre et elle est proportionnelle au produit E.B. Cette phase est néanmoins petite, de l'ordre de quelques dizaines de mrad dans notre configuration, mais détectable avec notre interféromètre à lithium. Lors de notre première campagne de mesure, nous avons détecté cette phase [1].

L'interprétation de nos mesures a été difficile a cause de la présence de phases parasites reliées à des défauts géométriques des champs magnétique et électrique. En plus tous les sous niveaux hyperfins magnétiques de l'état fondamental du lithium ${}^{2}S_{1/2}$, F=1,2 sont peuplés ce qui rajoute une complication supplémentaire. La valeur expérimentale diffère de 30 % de la valeur attendue, à cause de ces défauts géométriques.

Pour la deuxième campagne de mesure, nous avons appliqué un pompage optique dans un sous niveau hyperfin $m_F=2$ (ou $m_F=-2$) de l'état fondamental de lithium (voir poster et [5]). Nous avons également utilisé plusieurs vitesses du jet atomique pour montrer expérimentalement l'indépendance de la phase HMW par rapport à cette vitesse, caractère propre aux phases topologiques.

Notre interféromètre fonctionne avec un jet supersonique de lithium à des vitesses comprises entre v_m =740 et 1520 m/s et ce jet atomique est pompé optiquement dans un sous niveau magnétique m_F =2 (ou m_F = -2). A la vitesse de v_m= 1062 m/s, la séparation des deux bras de l'interféromètre est de 100 µm, ce qui est suffisant pour insérer une électrode entre les deux bras et appliquer des champs électriques opposés sur les deux bras. L'application des champs opposés permet de réduire le déphasage venant de l'effet Stark qui induit un déphasage proportionnel à E². Dans la zone d'interaction nous appliquons un champ magnétique homogène et le déphasage des franges atomiques est la somme des phases topologiques HMW et Aharonov-Casher [6]. Cette dernière phase se manifeste lorsqu'un dipôle magnétique se propage dans un champ électrique. Nous pouvons séparer ces deux phases grâce à leur dépendance avec la valeur de m_F . Nous avons accumulé un grand nombre d'enregistrements en variant l'état quantique, les champs appliqués et la vitesse des atomes.

La Figure 1 montre notre résultat final de la phase HMW ϕ_{HMW} en fonction de la vitesse atomique moyenne v_m . Ces phases sont en très bon accord avec la valeur attendue, indiquée par la zone bleue incluant les incertitudes géométriques des champs. Les courbes verte et rouge simulent une hypothétique dépendance en vitesse de cette phase (vert $\phi_{HMW} \propto v_m^{-1}$, rose $\phi_{HMW} \propto v_m^{-2}$) en prenant pour référence la valeur mesurée pour v_m = 1062 m/s. Nos résultats expérimentaux excluent clairement ces dépendances en vitesse et montrent l'indépendance de cette phase de v_m pour une gamme de 744 m/s $\leq v_m \leq 1520$ m/s.



Fig. 1 : Nos résultats de phase ϕ_{HMW}/VI en unité 10⁻⁶ rad/(Volt Ampères) en fonction de la vitesse atomique moyenne v_m . ϕ_{HMW} est proportionnelle aux champs E et B, dont proportionnelle au produit de la tension appliquée aux condensateur par le courant produisant le champ magnétique. La zone bleue indique la valeur attendue théorique avec l'incertitude associée.

Les bandes verte et rouge représentent une hypothétique dépendance de ϕ_{HMW} en vitesse des atomes $\phi_{HMW} \propto v_m^{-\alpha}$: bande verte $\alpha = 1$, bande rose $\alpha = 2$. Nos resultats excluent clairement ces dépendances en vitesse.

REMERCIEMENTS

Nous remercions l'ensemble du personnel technique et administratif du LCAR. Des remerciements chaleureux sont destinés à G. Trénec pour ses contributions importantes. Les soutiens financiers du CNRS, de l'Université Paul Sabatier et de l'ANR (Programme BLANC SIMI 4 2011 : HIPATI) sont remerciés.

Références

- [1] S. Lepoutre et al., Phys.Rev.Lett. 109, 120404(2012)
- [2] X.-G. He et B.H.J. McKellar, Phys.Rev. A 47, 3424 (1993)
- [3] M. Wilkens, Phys.Rev.Lett. 72, 5 (1994)
- [4] Y. Aharonov et D. Bohm, Phys.Rev. A 115, 485 (1959)
- [5] J. Gillot et al., soumise à Phys.Rev.Lett.
- [6] Y. Aharonov et A. Casher, Phys.Rev.Lett. 53, 319 (1984)

LES ETATS MESOSCOPIQUES EN OPTIQUE QUANTIQUE

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

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

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

Résumé

Nous allons montrer comment certains états quantiques mésoscopiques peuvent être générés très efficacement en itérant une opération très simple. Certains de ces états pourraient permettre une violation sans échappatoire des inégalités de Bell avec des pertes en ligne relativement importantes, montrant ainsi une remarquable résistance aux pertes de leurs propriétés quantiques.

MOTS-CLEFS : Optique quantique, états mésoscopiques, inégalités de Bell

Les états quantiques mésoscopiques de la lumière, pouvant contenir plusieurs photons et présenter une structure quantique complexe, pourraient ouvrir de nouvelles perspectives intéressantes en optique quantique. Les états « chat de Schrödinger » optiques (Fig. 1a) en sont un exemple : superpositions quantique de deux états cohérents, ils permettent d'aborder expérimentalement la notion de décohérence [1,2] ; ils ouvrent également des perspectives pour le calcul quantique puisqu'ils permettent d'implémenter l'ensemble des portes quantiques de base uniquement avec les outils de la photonique : lames séparatrices, déphasages, compteurs de photons...



Fig. 1 : (a)- Fonction de Wigner théorique d'un état « chat de Schrödinger », constituée de 2 états cohérents que l'on voit nettement séparés, et d'oscillations au centre caractéristiques de la superposition quantique.
 (b)- Fonction de Wigner théorique d'un état peigne en quadrature.

D. Gottesman et ses collaborateurs ont introduit d'autres états mésoscopiques : les états peignes en quadrature [3], constitués dans l'espace des quadratures non plus de deux pics Gaussiens, comme les états chats, mais d'une série virtuellement infinie de pics gaussiens (Fig. 1b). Ces états présentent des propriétés remarquables : ils permettent d'implémenter un ensemble de portes quantiques [3] en utilisant des mesures de quadratures, beaucoup plus fiables que le comptage de photons ; des états de cette famille permettent également une violation maximale et sans échappatoire des inégalités de Bell [4].

La génération de ces états est bien sûr problématique. Les états chat produits en espace libre restent d'amplitude assez faible [5,6], et bien sûr les états peignes sont encore du domaine de la théorie. Par ailleurs, les états chats sont particulièrement sensibles aux pertes, et c'est même ce qui peut limiter leur utilisation pour le calcul quantique [7].

Il se trouve cependant qu'il est possible de générer tous ces états très efficacement en itérant une opération très simple, à savoir la superposition de deux états sur une lame séparatrice, suivie d'un conditionnement homodyne sur l'une des voies de sortie de cette séparatrice [8]. Par ailleurs, les propriétés quantiques des états peignes sont remarquablement résistantes aux pertes [8] : une violation des inégalités de Bell peut en effet être obtenue avec jusqu'à 15% de pertes en ligne pour des états contenant 4 photons en moyenne, et jusqu'à 25% pour des états contenant 10 photons en moyenne.

CONCLUSION

En conclusion, des états mésoscopiques particulièrement intéressants pourraient être générés très efficacement moyennant des sources de photons efficaces, des mémoires quantiques et des systèmes de multiplexage. Ces états présentent une remarquable résistance aux pertes et ouvrent de nombreuses perspectives en optique quantique.

Références

[1] M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maître, A. Maali, C. Wunderlich, J. M. Raimond, and S. Haroche, "Observing the Progressive Decoherence of the Meter in a Quantum Measurement," Phys. Prev. Lett. Vol. 77, pp. 4887–4890, 1996.

[2] S. Deléglise, I. Dotsenko, C. Sayrin, J. Bernu, M. Brune, J.-M. Raimond and S. Haroche, "Reconstruction of non-classical cavity field states with snapshots of their decoherence," Nature vol. 455, pp.510-514, 2008.

[3] D. Gottesman, A. Kitaev, and J. Preskill, "Encoding a qubit in an oscillator," Phys. Rev. A, vol. 64, pp. 012310, 2001.

[4] J. Wenger, M. Hafezi, F. Grosshans, R. Tualle-Brouri, and P. Grangier, "Maximal violation of bell inequalities using continuous variables measurements," Phys. Rev. A, vol. 67, pp. 012105, 2003.

[5] A. Ourjoumtsev, H.k Jeong, R. Tualle-Brouri and P. Grangier, "Generation of optical 'Schrödinger cats' from photon number states," Nature vol. 448, pp. 784-786, 2007.

[6] T. Gerrits, S. Glancy, T.S. Clement, B. Calkins, A.E. Lita, A.J. Miller, A.L. Migdall, S.W. Nam, R.P. Mirin, and E. Knill, "Generation of optical coherent-state superpositions by number-resolved photon subtraction from the squeezed vacuum," Phys. Rev. A 82, pp. 031802(R), 2010.

[7] A.P. Lund, T.C. Ralph, and H.L. Haselgrove, "Fault-Tolerant Linear Optical Quantum Computing with Small-Amplitude Coherent States," Phys. Rev. Lett. Vol. 100, pp. 030503, 2008.

[8] J. Etesse, R. Blandino, B. Kanseri, and R. Tualle-Brouri, "Proposal for a loophole-free violation of Bell inequalities with a set of single photons and homodyne measurements," arXiv :1304.2532v1, 2013.

SPINS INDIVIDUELS DANS LE DIAMANT POUR L'INFORMATION QUANTIQUE ET LA MAGNÉTOMÉTRIE À HAUTE RÉSOLUTION

Vincent Jacques¹

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

vjacques@ens-cachan.fr

Résumé

Pouvoir détecter, manipuler et coupler de façon cohérente des objets quantiques à l'échelle individuelle sont les éléments de base du développement de l'information quantique. Un enjeu important consiste aujourd'hui à isoler des systèmes quantiques possédant un long temps de cohérence et pouvant être manipulés et couplés de façon cohérente à large échelle. Parmi de nombreux candidats [1], incluant les ions piégés, les circuits supraconducteurs, ou bien les boîtes quantiques semi-conductrices, le centre coloré NV du diamant a attiré beaucoup d'intérêt au cours des dernières années parce que son état fondamental est un niveau triplet de spin qui peut être initialisé, détecté optiquement, et manipulé à l'aide d'impulsions micro-ondes avec un temps de cohérence excédant plusieurs millisecondes à température ambiante [2]. Il s'agit là du temps de cohérence le plus long observé pour un système quantique à l'état solide à température ambiante, faisant du centre NV un candidat intéressant pour le traitement quantique de l'information.

Afin de mettre en œuvre un protocole de traitement quantique de l'information, plusieurs bits quantiques doivent être mis en interaction et être manipulés indépendamment de façon cohérente. Dans le diamant, de telles conditions peuvent être obtenues en utilisant l'interaction hyperfine entre le spin électronique d'un centre coloré NV et des spins nucléaires voisins dans la matrice de diamant. Dans cet exposé, je montrerai comment le centre NV du diamant peut être utilisé pour mesurer en temps réel les retournements successifs d'un spin nucléaire unique [3]. Cette technique permet de réaliser une initialisation de l'état quantique des spins nucléaires avec une fidélité supérieure à 99% ainsi qu'une lecture de cet état par mesure projective « mono-coup » . Ces expériences permettent d'envisager des mesures de corrélation quantiques entre spins nucléaires individuels dans le diamant à température ambiante ainsi que la mise en œuvre de boucles de retroaction quantique stabilisant l'état des spins nucléaires.

Au-delà des applications potentielles dans le domaine de l'information quantique, la détection optique de la résonance magnétique d'un centre NV individuel du diamant permet également de réaliser un magnétomètre à haute sensibilité avec une résolution spatiale nanométrique. Le principe de la mesure est similaire à celui utilisé pour les magnétomètres optiques basés sur la précession de spin dans une vapeur atomique. Le champ magnétique est mesuré à travers le déplacement de la raie de résonance magnétique du centre NV par effet Zeeman. Je montrerai comment ce magnétomètre peut être utilisé pour des études fondamentales en nanomagnétisme [4].

Références

- [1] T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, Y. Nakamura, C. Monroe, and J. L. O'Brien, Nature 464, 45 (2010).
- [2] G. Balasubramanian et al., Nature Materials 8, 383 (2009).
- [3] A. Dréau, P. Spinicelli, J. R. Maze, J.-F. Roch, and V. Jacques, Phys. Rev. Lett. 110, 060502 (2013).
- [4] L. Rondin, J. P. Tetienne, S. Rohart, A. Thiaville, T. Hingant, P. Spinicelli, J.-F. Roch, and V. Jacques, preprint arXiv:1302.7307 (2013).

INTRICATION MICRO-MACRO DE PHOTON

Anthony Martin, Natalia Bruno, Pavel Sekatski, Nicolas Sangouard, Rob Thew, et Nicolas Gisin

Group of Applied Physics, University of Geneva, CH-1211 Geneva 4, Switzerland

anthony.martin@unige.ch

Résumé

Nous présentons la réalisation de deux états intriqués macroscopiquement distincts, à savoir deux états caractérisés par un assez grand nombre de photons pour pouvoir être vus, du moins dans le principe, à l'œil nu, et qui donnent des résultats très distincts même lorsqu'ils sont mesurés à l'aide d'un détecteur classique.^{*} Pour réaliser cet état, nous commençons par générer un état intriqué entre deux modes spatiaux partageant un unique photon, puis nous avons déplacé l'un des deux modes jusqu'à 1000 photons. Afin de prouver de façon fiable que cette transformation préserve l'intrication, nous avons redéplacé l'état dans le domaine microscopique et réalisé une mesure standard d'intrication. Nous avons pu prouver que l'intrication était préservée jusqu'à 500 photons. Cette limite est essentiellement due à la précision limitée de notre mesure.

MOTS-CLEFS : Optique Quantique, Intrication

1. INTRODUCTION

L'intrication est un concept quantique fascinant. Il est largement utilisé en communication quantique, par exemple, pour la distribution de clés entre deux personnes souhaitant communiquer de façon sécurisée. Il est aussi au cœur de phénomènes quantiques fondamentaux comme la téléportation ou la nonlocalité. L'intrication est en outre à la base d'un grand nombre de questions ouvertes. Peut-elle survivre, par exemple, à des échelles macroscopiques ? Pourquoi n'observe-t-on pas des systèmes intriqués dans notre vie quotidienne ? Ces questions sont débattues depuis les débuts de la théorie quantique. Aujourd'hui, la décohérence est largement acceptée comme l'un des problèmes fondamental limitant la capacité des systèmes macros à préserver leur intrication. Il est aussi bien admis que même si un système est suffisamment isolé de son environnement pour qu'une partie de ses propriétés quantiques soient préservées, ces dernières restent difficiles à observer. Les mécanismes de décohérence augmentent inévitablement la dimension de l'espace de Hilbert. Le système n'est pas décrit par les modèles théoriques relativement simples dont nous disposons pour certifier la présence d'intrication et même un physicien bien entraîné qui dispose d'appareils de mesure précis ne parvient à détecter les caractéristiques quantiques d'un système macro qu'au prix d'innombrables efforts.

Suite à une proposition théorique[1], nous avons réalisé expérimentalement un état intriqué macroscopique, analogue au fameux chat de Schrödinger, à l'aide d'opération de déplacement dans l'espace des phases. Les deux composantes de cet état, i.e. $\mathcal{D}(\alpha)|0\rangle$ et $\mathcal{D}(\alpha)|1\rangle$, sont respectivement caractérisées par un nombre moyen de photons $|\alpha|^2$ et $|\alpha|^2 + 1$, et une variance $|\alpha|^2$ et $3|\alpha|^2$ (voir FIGURE 1 (b)). Ainsi il est possible de distinguer ces deux états avec un détecteur classique avec une probabilité de 74% lorsque α est suffisamment grand. Dans un second temps, cet état est redéplacé dans le domaine micro avant d'être détecté. Le déplacement étant appliqué localement, la détection de l'intrication micro démontre la présence de l'intrication avant le déplacement, i.e. dans le domaine macro. Ramener l'état dans le domaine micro permet en outre de travailler dans un espace de Hilbert de dimension réduite où des mesures d'intrication bien établies sont disponibles.

^{*}Détecteur qui n'est pas capable de résoudre le nombre de photons



FIGURE 1 : a)Schéma expérimental; b) Concurrence théorique et expérimentale en fonction du nombre de photon dans le déplacement. L'insertion représente la distribution statistique dans la base du nombre de photons pour un état cohérent et un état un photon déplacé.

2. Expérience

Comme le montre la FIGURE 1 (a), un état micro spatialement intriqué est réalisé à l'aide d'un photon unique annoncé issu d'une paire de photons générée par conversion paramétrique dans un cristal non-linéaire. L'oscillateur local (OL) nécessaire à la réalisation des déplacements est implémenté par génération de différence de fréquence entre la pompe pulsée commune aux deux cristaux, et un laser télécom continu. Ainsi en filtrant le photon servant d'annonce, nous obtenons des photons uniques Fourier limités et une source cohérente avec les mêmes propriétés quantiques, comme le démontre la visibilité de 82(5)% obtenue lors d'une expérience de type Hong, Ou et Mandel[2].

L'un des deux modes de l'état intriqué est mixé avec l'OL à l'aide d'un coupleur 90/10. Ainsi en contrôlant l'intensité de notre OL nous, rendons plus ou moins macroscopique notre état micro. Afin de pouvoir analyser cet état, nous redéplaçons l'état à l'aide du même dispositif pour pouvoir effectuer une mesure de concurrence à l'aide de détecteur de photon unique. La précision de la mesure est alors limitée par la qualité du déplacement inverse qui dépend, comme dans un interféromètre, du contrôle de la phase et de l'intensité relative entre les deux bras. Une caractérisation de l'interféromètre à l'aide d'un laser continu nous a donné une visibilité de 99.98810(8)% qui chute à 99.985(2)% lorsque que l'on passe en régime ps. Comme le démontre la mesure de concurrence représentée dans la FIGURE 1 (b), cette visibilité nous permet de mesurer de l'intrication pour l'état macroscopique atteignant 550 photons. Cette limite peut être repoussée en améliorant le dispositif d'analyse, plus précisément en augmentant la visibilité de l'interféromètre.

CONCLUSION

Cette expérience nous a permis de démontrer de l'intrication entre un mode microscopique et un mode contenant 500 photons. Ces résultats suggèrent que bien que l'observation de la nature quantique d'un système macro requiert une précision de mesure qui augmente avec sa taille, la création des propriétés quantiques est aisée, même à des échelles macros. Ils renforcent l'idée que l'intrication est un concept qui s'étend au domaine macro et nous laissent avec des motivations renouvelées de chercher des effets quantiques dans la Nature [2, 3].

REMERCIEMENT

Les auteurs tiennent à remercier Bruno Sanguinetti et Hugo Zbinden pour leur discussion constructive. Ce projet a été en partie soutenu financièrement par le projet EU "Q-Essence" et le projet Suisse SNSF "CR23I2 127118".

- [1] P. Sekatski et al, Phys. Rev. A, vol. 86, no. 6, p. 060301, 2012.
- [2] N. Bruno *et al*, *arXiv preprint arXiv :1212.3710*, 2012.
- [3] Lvovskyet al, arXiv preprint arXiv :1212.3713, 2012.

Des électrons surfant sur une onde sonore comme plateforme d'expériences d'optique quantique avec des électrons volants

Sylvain Hermelin¹, Shintaro Takada², Michihisa Yamamoto², Seigo Tarucha², Andreas D. Wieck³, Laurent Saminadayar¹, Christopher Bäuerle¹ and Tristan Meunier¹

¹ Institut Néel, CNRS and Université Joseph Fourier, 38042 Grenoble, France

²Department of Applied Physics, The University of Tokyo, Tokyo, 113-8656, Japan

³Lehrstuhl für Angewandte Festkörperphysik, Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany

tristan.meunier@grenoble.cnrs.fr

Résumé

L'électron est la particule élémentaire donnant naissance au courant qui se propage dans un métal. Récemment, un important effort expérimental a été consacré au contrôle de nanocircuit à l'échelle de l'électron unique. Ainsi les propriétés quantiques des électrons de conduction ont pu être mises en évidence et déplacer de manière cohérente un électron unique dans un métal est une stratégie viable pour interconnecter les nœuds quantiques d'un nanocircuit. Nous présenterons la réalisation expérimentale des briques élémentaires nécessaires à des expériences d'optique quantique avec des électrons volants et isolés.

MOTS-CLEFS : *électrons, électronique quantique, source d'électron unique, détecteur d'électron unique*

1. INTRODUCTION

Au contraire des photons, les électrons sont des particules qui se propagent en interagissant avec leurs semblables. Cette particularité ouvre des perspectives intéressantes quant à l'intégration d'un grand nombre de nœuds quantiques dans un nanocircuit. Néanmoins, les électrons se propagent généralement au milieu d'une mer d'électrons et isoler et détecter un électron unique après propagation est une tâche difficile. En conséquence, même si les expériences d'optique quantique avec des photons ont été une inspiration pour les physiciens de la matière condensée, aucune expérience n'a pu être réalisée au niveau de l'électron volant unique.

Au cours de ce séminaire, nous présenterons la réalisation expérimentale de sources et de détecteurs à électrons uniques volants dans un canal quantique unidimensionnel où l'électron se propage isolé des autres électrons de la structure. Pour assurer sa propagation, un potentiel se déplaçant à la vitesse du son est créé par l'excitation d'onde acoustique de surface. De manière imagée, l'électron surfe littéralement sur l'onde excitée. Si le canal de propagation est placé entre deux boîtes quantiques séparées de plusieurs microns, un unique électron peut être transporté de manière très efficace d'une boîte à l'autre. De plus, le transit peut être déclenché et contrôlé avec un temps caractéristique inférieur au temps de décohérence du spin de l'électron. Ce travail nous permet d'envisager l'utilisation de l'électron « surfeur » pour interconnecter les nœuds d'un nanocircuit quantique.

REFERENCES

[1] Sylvain Hermelin, Shintaro Takada, Michihisa Yamamoto, Seigo Tarucha, Andreas D. Wieck, Laurent Saminadayar, Christopher Bauerle and Tristan Meunier, *Nature (London)* **447**, 435 (2011)

LIENS OPTIQUES ET METROLOGIE, OU COMMENT PEUT-ON DISTRIBUER UNE REFERENCE DE FREQUENCE PAR LES FIBRES OPTIQUES DU RESEAU INTERNET

O. Lopez¹, B. Chanteau¹, A. Bercy¹, P.E. Pottie², F. Stefani², B. Argence¹, B. Darquié¹, Y. Le Coq², D. Nicolodi², N. Quintin¹, Ch. Chardonnet¹, G. Santarelli^{2,3} et A. Amy-Klein¹

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

 ² Laboratoire National de Métrologie et d'Essais–Système de Références Temps-Espace, UMR 8630 Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris
 ³Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences, UMR 5298 Université de Bordeaux 1, Institut d'Optique and CNRS, 351 cours de la Libération, 33405 Talence, France

amy@univ-paris13.fr

Résumé

Je présenterai nos travaux sur les liens optiques fibrés, dont l'objectif est de transférer entre laboratoires distants une référence ultrastable de fréquence. Nous avons démontré qu'il était possible de réaliser des liens optiques fibrés utilisant le réseau Internet : le signal ultrastable se propage simultanément avec les données numériques par multiplexage en longueur d'ondes. Nous exposerons les performances obtenues sur un lien de 540 km entre Villetaneuse et Reims et retour. La correction active du bruit de phase apportée par la propagation dans la fibre permet d'obtenir une instabilité de fréquence de 5×10^{-15} pour un temps de mesure de 1 s et de 6×10^{-19} sur 10^4 s. Je discuterai des perspectives ouvertes par cette technique pour le déploiement d'un réseau optique métrologique au niveau national et international. Je présenterai également quelques applications des liens optiques, pour le transfert de temps ou la stabilisation de lasers.

MOTS-CLEFS : lien optique, métrologie temps-fréquence, stabilisation de fréquence

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 une dizaine d'années, plusieurs groupes dont le notre ont développé des liaisons par fibres optiques pour transmettre des références de fréquence [1-2]. Ces liens optiques consistent à transférer la phase d'un laser ultrastable émettant à 1.54 µm par fibre optique (voir figure 1), tout en corrigeant les fluctuations de phase dues aux variations 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. Leur différence de



Fig. 1 : schéma de principe d'un lien optique entre deux laboratoires distants

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.

2. TRANSFERT DE FREQUENCE PAR LIEN OPTIQUE



Fig. 2 : stabilité du lien optique de 540 km entre le LPL et Reims, et retour

l'objectif d'étendre cette Dans technique l'échelle nationale à 011 internationale, nous avons décidé d'utiliser directement les fibres du réseau académique national, grâce à une collaboration avec RENATER (Réseau National de télécommunications pour la Technologie l'Enseignement et la Recherche). Nous exploitons pour cela la technique du multiplexage en longueur d'onde : le signal ultrastable est transmis simultanément avec les données numériques mais à une longueur d'onde spécifique. Nous disposons donc d'un canal de longueur d'ondes dédié sur des fibres Internet. Nous avons ainsi déployé un lien

optique de 540 km entre Villetaneuse et

Reims, et retour, sur le réseau de RENATER, sans aucun incident sur le transfert de données numériques. Les performances du transfert de fréquences sont présentées sur la figure 2. Les fluctuations de fréquence du lien libre, de l'ordre de 10^{-14} en valeur relative, sont réduites à 4×10^{-15} pour un temps de mesure de 1 s et à moins de 10^{-18} à partir de 10^4 s [1]. Cela permet de transférer les meilleures horloges sans dégradation de leur stabilité. Nous projetons maintenant de déployer un réseau national, dans le cadre de l'équipement d'excellence REFIMEVE+. L'objectif est également de rejoindre la frontière allemande où une interconnexion sera réalisée avec un signal ultrastable provenant des laboratoires allemands.

3. APPLICATIONS DES LIENS OPTIQUES

Au-delà de la comparaison d'horloges, les liens optiques ouvrent le champ d'une large gamme d'applications : mesures de constantes fondamentales ou de leur éventuelle variation dans le temps, tests de liens satellitaires, réalisation de gyroscope géant, applications géodésiques... Nous avons ainsi récemment réalisé du transfert de temps par méthode deux-voies sur le lien optique de 540 km, et obtenu une excellente stabilité de 20 ps ainsi qu'une exactitude meilleure que 250 ps. Ces performances vont au-delà de celles du GPS d'un ordre de grandeur [3]. Nous avons également développé un dispositif capable de transférer la stabilité et l'exactitude de la référence de fréquence transmise par lien optique du proche au moyen infrarouge. Avec ce système, un laser émettant à 10 μ m est asservi en phase sur le signal optique ultra-stable à 1,54 μ m, avec une stabilité relative de fréquence meilleure que 4x10⁻¹⁴ à 1 s. La largeur de raie obtenue est inférieure à 17 Hz. Nous avons ainsi mesuré la fréquence absolue d'une transition moléculaire avec une incertitude de 8x10⁻¹³. Ce système permet la spectroscopie à très haute résolution de molécules dans une large gamme de fréquences et ouvre la voie à des tests de très haute sensibilité avec des molécules, comme par exemple, l'observation de la violation de parité.

REFERENCES

[1] O. Lopez et al., "Ultra-stable long distance optical frequency distribution using the Internet fiber network," Opt.Express vol. 20, pp. 23518-23526, 2012.

[2] K. Predehl et al., "A 920-kilometer optical fiber link for frequency metrology at the 19th decimal place," Science, vol. 336, pp. 441-444, 2012

[3] O. Lopez et al, "Simultaneous remote transfer of accurate timing and optical frequency over a public fiber network," Appl. Phys. B vol. **110**, pp 3-6, 2013.

QUID DU DOMAINE DE CAPTEURS A FIBRES OPTIQUES DEPUIS 35 ANS ?

Pierre Ferdinand

CEA, LIST, Laboratoire de Mesures Optiques, F-91191 Gif-sur-Yvette, France.

pierre.ferdinand@cea.fr

Résumé

L'objectif de cette présentation invitée est de retracer les avancées réalisées depuis la naissance du domaine des Capteurs à Fibres Optiques, tant du point de vue technique que de celui des applications.

MOTS-CLEFS : Capteur à Fibres Optiques, réseaux de Bragg, mesures réparties, applications

1. INTRODUCTION & RAPPELS HISTORIQUES

Les CFO forment un domaine de R&D très dynamique depuis plus d'une trentaine d'années. La décennie 80 fût celle de la découverte des possibilités offertes par les CFO grâce aux premières fibres et aux quelques composants alors disponibles ; de nombreux principes furent ainsi explorés. En 1986 apparue la notion de Réseaux de Capteurs à Fibres Optiques (RCFO), tant de type 'distribué' (mesures localisées) que 'réparti' (mesure quasi continue le long de la fibre du profil d'un paramètre d'influence). La décennie suivante fût celle de l'ouverture des laboratoires à des démonstrations de terrain, qui devint une épreuve Darwinienne pour les technologies qui, mise à part le 'Gyro' à fibre, n'avaient jusqu'alors pas permis grand-chose d'autre que des 'manips de labo' et des publications. De fait, seules les techniques les plus robustes émergèrent, dont celle fondée sur les réseaux de Bragg (l'emblème des capteurs distribués), technique initialement publiée fin 1989, et les approches « réflectométriques » mettant en œuvre les phénomènes de (rétro)diffusion dans la silice, à savoir les effets Raman, Brillouin, et Rayleigh, ce dernier étant à la base de « l'OTDR » -outil majeur des télécoms-. Ainsi, dès le début des années 90, des produits apparurent, tel le DTS Raman qui fournit une mesure intrinsèquement sélective du profil de température le long de la fibre. On ne parlait guère à ce moment-là des mesures Brillouin, sauf dans les sessions d'OFS¹ et autres conférences spécialisées. La fin de la décennie 90 et les premières années de ce millénaire furent celles du 'boom' suivi du 'crack' -initié en avril 2001- des télécoms. Durant cette folle période, où dans le même temps des PME émergeaient puis disparaissaient par dizaines, quelques-unes virent le jour sur la thématique des (R)CFO, autour des techniques précitées. Certaines d'entre elles s'investirent dans le développement des systèmes optoélectroniques, tandis que d'autres s'intéressaient aux applications, au déploiement des solutions sur le terrain, aux services associés. Les domaines applicatifs concernés furent, et demeurent, ceux où les fibres et leurs systèmes de mesure associés apportent des gains par rapport à l'existant, et surtout de nouvelles fonctionnalités.

2. LES PRINCIPALES TECHNIQUES

2.1 Les capteurs distribués à réseaux de Bragg

Les réseaux de Bragg sont des structures diffractives obtenus par photo-inscription d'interférences laser UV au sein des fibres optiques, souvent de type germanosilicates pour leur bonne photosensibilité. La plupart des réseaux, dits à courte période, consistent en une modulation submicronique de l'indice du cœur de la fibre. De fait, un réseau de quelques millimètres comporte plusieurs milliers de 'pas' A, et joue le rôle de réflecteur pour une bande spectrale fine (0,2 à 0,3 nm) centrée à $\lambda_B = 2.n_e$.A, avec A (~ 0,5 µm) et n_e l'indice effectif (~ 1,45) du mode. Toute modification de A ou de n_e 'déplace' donc λ_B dont le suivi fournit le paramètre inducteur. Bien entendu, les réseaux de Bragg peuvent être multiplexés. Pour cela, il suffit d'en cascader plusieurs de pas A différents et de les interroger autour de leur longueur d'onde caractéristique. La lumière incidente est alors réfléchie à λ_{B1} , λ_{B2} ... λ_{BN} par les différents réseaux. La mesure, peu résolue, de λ_{Bi} indique l'adresse du réseau 'i', et l'analyse précise de λ_{Bi} fournit la mesure [1].

¹ La Conférence *Optical Fiber Sensors* a lieu tous les 18 mois depuis 1983 (OFS1, Londres) et son déroulement se situe cycliquement en Europe, Asie, Amérique. La dernière, OFS22, eut lieu à Beijing (Chine) en oct. 2011. OFS23 se déroulera à Santander (Espagne) en juin 2014 (<u>http://www.teisa.unican.es/OFS23/</u>). Depuis 1998, en alternance avec OFS se déroule EWOFS, le *Workshop* Européen sur les mêmes thématiques. Le dernier a eu lieu à Cracovie en mai 2013.

Par ailleurs, les performances des instrumentations s'améliorent chaque année, tirées par le marché. En effet, si précédemment les utilisateurs se contentaient d'une résolution du pm ($\sim 10^{-6}$ en déformations ; ou 0,1°C), d'une cadence de 1 kHz, et du multiplexage de quelques capteurs, on observe aujourd'hui des demandes bien supérieures. Il en va ainsi du besoin d'absence de dérive pour les mesures long terme. Récemment nous avons donc mis au point un système optoélectronique dont la stabilité sur 16 j a été évaluée à 0,03 pm, alors même qu'il subissait des variations thermiques de 5°C [2]. Ceci améliore la stabilité de mesure de près de deux ordres de grandeur par comparaison aux produits du marché. Notre approche, fondée sur un référencement absolu en temps réel, rend ainsi crédible la surveillance à long terme de grande qualité.

2.2 Les capteurs répartis, la réflectométrie [3]

Le premier de ces instruments fût le DTS Raman (Distributed Temperature Sensor). Rappelons qu'avec l'effet Raman, on s'intéresse à la lumière ayant subi un décalage fréquentiel par diffusion inélastique. Dans la silice, il génère deux raies rétrodiffusées, symétriques par rapport à l'excitation, appelées Stokes et anti-Stokes. Comme la distribution de population des niveaux excités est définie par la distribution de Boltzmann, liée à la température T, le rapport des intensités diffusées dans ces deux régimes (anti-Stokes/Stokes), tout en étant fonction de T, ne dépend pas de l'intensité des impulsions sonde, et présente donc une insensibilité vis-à-vis des contraintes mécaniques et des pertes que subit la fibre. Ainsi, l'effet Raman dont seule la raie Anti-Stokes est sensible à T permet-elle, associée à la réflectométrie, de réaliser des mesures de profils thermiques très sélectives. Plusieurs appareils sont disponibles : la famille des DTS de Schlumberger (ex-Sensa, ex-York Technology en Angleterre), l'instrument Japonais SumiThermo (distribué par J-Power Systems Corp., appartenant à Sumitomo et Hitachi Cable) et, apparus ensuite, d'une part le DTS 5100 ainsi que les appareils SENTINEL et HALO (utilisant des fibres multimodes 50/125) de l'américain SensorTran appartenant à Halliburton, dédiés aux applications en pétrochimie, sidérurgie, ... d'autre part, le système d'Agilent (filiale d'HP) destiné aux applications de terrain (avec alimentation photovoltaïque), et enfin celui de l'Allemand Lios, le seul fondé sur la réflectométrie fréquentielle, et commercialisé par Siemens pour la surveillance incendie dans les tunnels.

Dans le contexte évolutif qui caractérise les CFO répartis, des travaux sont également menés depuis vingt ans autour des mesures par diffusion inélastique Brillouin, que l'on présente comme une interaction de l'onde lumineuse avec des phonons acoustiques prenant naissance dans la fibre. L'intérêt de cette méthode réside dans son efficacité (10 fois plus intense que Raman), sa finesse spectrale (la largeur spontanée de la raie Brillouin < 35 MHz), et la sensibilité du décalage fréquentiel de cette raie vis-à-vis de la température (~ 1 MHz/°C) et des déformations (~ 1 MHz/20 µm/m). Ce décalage (~ 11 GHz) par rapport à l'excitation, est cependant 100 fois plus faible qu'en Raman, on ne peut donc pas l'isoler de la raie Rayleigh par filtrage spectral. La mesure temporellement résolue de ce décalage a donc nécessité la mise au point de techniques cohérentes, les deux principales étant désignées par les sigles BOTDR (*Brillouin Optical Time Domain Reflectometry*) et BOTDA (*Brillouin Optical Time Domain Analysis*).

En BOTDR, on injecte des impulsions courtes (~ 10 ns) et mesure la rétrodiffusion à l'aide d'un récepteur cohérent effectuant son mélange avec un oscillateur local ; la mesure répartie du spectre Brillouin est obtenue soit modifiant l'écart entre la fréquence des impulsions et celle de l'oscillateur local, soit en balayant la fréquence centrale du filtre à bande étroite inséré côté réception. L'avantage de cette méthode « spontanée » vient du fait qu'elle requière l'accès à un seul côté de la fibre. En BOTDA, on injecte des impulsions par une extrémité et un signal continu par l'autre. Lorsque l'écart en fréquence entre ces ondes contra-propagatives égale le décalage Brillouin dans la fibre, l'onde continue est localement « stimulé ». L'analyse temporelle de ce « gain » fournit les zones de la fibre où cet accord fréquentiel est obtenu. La détermination du profil des déformations ou de la température requiert un balayage continu de cet écart, pour déterminer la fréquence du gain maximal en chaque point de la fibre. L'intérêt réside dans cette stimulation permettant d'obtenir, avec une puissance continue réduite, des signaux de 20 dB plus intenses que la diffusion de Rayleigh. Son inconvénient est de nécessiter l'accès aux deux extrémités de la fibre.

Il y a maintenant près de quinze ans, un premier instrument Brillouin spontané (BOTDR) est apparu (*Yokogawa*, Japon), puis des instruments stimulés (BOTDA). Citons la famille des DITEST STA-R d'*Omnisens*, PME Suisse dont la fabrication évolue désormais vers des solutions de surveillance clés en main, ceux du Britannique *Sensornet Ltd* rachetée en 2011 par *Nova Metrix* [groupe possédant *Roctest* (Canada), et donc *Smartec* (Suisse) depuis 2010], un second japonais (*Neubrex*), le Canadien (*OZ*), et depuis peu un Allemand (*FibrisTerre*), produits pratiquement tous issus de travaux menés en partenariat avec des acteurs académiques. Chacun de ces fournisseurs, dont une bonne partie s'est tournée vers les

applications liées à l'extraction et/ou au transport des hydrocarbures -certains ayant même été rachetés par des parapétroliers- tente de se démarquer par des performances toujours plus alléchantes et clivantes, tant en terme de portée (on parle de 100 km), que de cadence de mesure (certains produits fonctionnent ~ Hz, voire mieux), ou de résolution spatiale (< 1 m) ; malgré le fait que pour l'utilisateur, le choix ses propres paramètres de mesure résulte d'un compromis eu égard aux besoins de son application. Côté secteurs de marché, compte tenu des spécificités des mesures réparties Brillouin qui, tout comme le DTS Raman, offrent des portées multi-kilométriques, il est tout naturel que les acteurs dont les métiers concernent tant la construction que l'exploitation de grands ouvrages et structures, s'intéressent à ces moyens de mesure.

Corrélativement, la rétrodiffusion de Rayleigh, ou plus exactement la réflectométrie fréquentielle (OFDR) la mettant en jeu, a été 'revisitée' par la PME américaine *Luna* (longtemps financée par la NASA), qui fabrique une famille d'instruments dénommés OBR (*Optical Backscattering Reflectometer*). Un OBR fournit le profil, avec résolution spatiale centimétrique, des déformations ou de la température (mesure non sélective) de la fibre. N'adressant que de courtes longueurs de fibres (70 m et récemment 2 km par tronçons successifs) il n'entre pas en concurrence avec les mesures Brillouin, multi-kilométrique, mais par contre fournit des résolutions de mesure fines, typiquement le dixième de °C en température ou de quelques 10⁻⁶ en mesure de déformation, ce qui ouvre la voie à un grand nombre d'utilisations, en particulier dans la mesure où, même si l'instrument est onéreux, la partie sensible (une simple fibre télécom) est peu coûteuse.

3. APPLICATIONS ET TENDANCES

Ainsi, les CFO offrent désormais les mêmes fonctionnalités que les technologies traditionnelles (détection, surveillance, alarme ...). En outre, -et c'est là tout leur intérêt- ils fournissent des avantages supplémentaires tels que bien entendu ceux fournis par les fibres (petite taille, masse réduite, large bande passante, faible atténuation, immunité aux perturbations électromagnétiques, bonne résistance aux rayonnements ionisants ...), et naturellement celles caractérisant les systèmes de mesure (performances métrologiques, détection multiparamétrique ... et multiplexage). Economiquement parlant, les solutions 'optiques' sont souvent considérées comme onéreuses par comparaison aux technologies traditionnelles 'électriques'. Cela étant, outre le fait que la fibre pénètre désormais dans l'habitat, preuve s'il en est de sa maturité, le multiplexage de plusieurs dizaines, centaines, voire milliers de capteurs via un unique système de mesure, réduit considérablement le coût du « point de mesure », le système optoélectronique étant très souvent la partie la plus importante du coût complet de l'instrumentation. Aujourd'hui, les deux familles complémentaires présentées (capteurs répartis et distribués) cohabitent et sont disponibles. Aussi, de plus en plus de secteurs de marché s'ouvrent à ces techniques, et il n'en est vraisemblablement qu'un petit nombre non concernés par une demande pouvant faire appel aux CFO. De très nombreuses applications ont donc vu le jour ces dernières années, de telle sorte qu'il n'est plus possible d'en établir la liste exhaustive. Cependant, un dénominateur commun à nombre d'entre elles est ce que l'on nomme la « Surveillance des Structures » (SHM, Structural Health Monitoring dans la littérature anglo-saxonne).

CONCLUSION

Grâce aux efforts consentis en R&D depuis 35 ans, il est désormais indubitable que les capteurs tant « distribués » que « répartis » ont commencé à pénétrer dans un grand nombre de secteurs industriels. Citons pêle-mêle : le Génie Civil, l'industrie pétrolière et gazière, les secteurs des énergies traditionnelles mais aussi renouvelables, celui de la sécurité ... sans oublier les filières industrielles liées aux matériaux composites organiques (marine, aéronautique, ferroviaire, ...). Il est maintenant évident que la réduction des risques, le renforcement de la sécurité et bien entendu la baisse des coûts, sont les principales motivations des utilisateurs finaux qui, de plus en plus, ont comme préoccupations, à la fois la qualité et la santé des structures qu'ils fabriquent, utilisent ou gèrent (bâtiments, ponts, tunnels, barrages, oléoducs, divers moyens de transport ...). En conclusion, l'économie est désormais le principal moteur du secteur des CFO, et sous-tend bon nombre de leurs réalisations, ainsi que de plus en plus de R&D sous-jacente.

REFERENCES

- [1] P. Ferdinand, Capteurs à fibres optiques à réseaux de Bragg, Tech. de l'Ingénieur, R 6735, pp. 1-24, déc. 1999
- [2] N. Roussel et P. Ferdinand, *De la stabilité long terme des systèmes de mesure spectrale pour capteurs à réseaux de Bragg*, Optique2013 (JNOG), Villetaneuse, 8-11 juillet 2013
- [3] P. Ferdinand, Réseaux de capteurs à fibres optiques, Mesures et multiplexage, Tech. de l'Ing., R 460v2, mars 2008
- [4] P. Ferdinand, Réseaux de capteurs à fibres optiques, Applications, Techniques. de l'Ingénieur, R 461, sept. 2008.

ONDE OU PARTICULE, LE PHOTON DÉFIE TOUJOURS L'INTUITION

F. Kaiser¹, T. Coudreau², P. Milman², D. B. Ostrowsky¹, S. Tanzilli¹

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

²Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantique, CNRS UMR 7162, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 75013 Paris, France

Résumé

La dualité onde/particule se teste la plupart du temps à l'aide de photons uniques envoyés dans un interféromètre de Mach-Zehnder équilibré. On peut alors observer des comportements considérés comme mutuellement exclusifs, à savoir ondulatoire (présence d'interférences) ou corpusculaire (absence d'interférences) selon la présence ou l'absence de la lame séparatrice en sortie de l'interféromètre. Nous présentons un nouveau type d'expérience de *complémentarité* dans laquelle cette lame séparatrice est préparée dans une superposition cohérente d'être à la fois présente et absente. Cette préparation est "activée" grâce à l'emploi de paires de photons intriqués en polarisation. L'un des photons, dit test, est envoyé dans l'interféromètre et est détecté alors que son jumeau, dit corroborant, permet de déterminer si un comportement de type ondulatoire, corpusculaire ou intermédiaire a été observé pour le photon test. En manipulant l'état de polarisation du photon corroborant et la phase de l'interféromètre du photon test, nous observons une transition continue entre aspects ondulatoire et corpusculaire, signature forte de la notion de complémentarité introduite par Bohr et donc de la non exclusivité de ces comportements.

Mots-clefs : Complémentarité onde/corpuscule; Photons uniques; Intrication

1. Introduction

La notion de complémentarité onde/particule de Bohr est au cœur de la physique quantique. Interprétée de façon naïve en terme de dualité, elle suggère que les systèmes quantiques individuels se comportent comme des ondes ou des particules suivant le type de mesure qui leur est appliqué, autrement dit selon l'arrangement expérimental auquel ils sont soumis [1]. Comme le montre le dispositif expérimental de la FIG. 1(a), lorsque des photons uniques sont envoyés dans un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) fermé ou ouvert, où en d'autres termes lorsque la lame séparatrice de sortie (BS_{out} pour "beam-splitter" de sortie) est présente ou absente, nous observons respectivement un comportement ondulatoire (figure d'interférences, voir FIG. 1(c)) ou corpusculaire (pas d'interférences, FIG. 1(b)). Ces comportements mutuellement exclusifs ont été observés pour la première fois à l'aide d'une source de photons uniques annoncés par P. Grangier et ses collaborateurs en 1986 [2].



FIGURE 1 : (a) : Dispositif expérimental basé sur un MZI équilibré permettant d'observer la dualité onde/corpuscule exclusive. Lorsque la lame séparatrice de sortie (BS_{out}) est absente, un clic dans le détecteur D_a ou D_b révèle un comportement corpusculaire, voir courbe (c). Dans cette configuration la probabilité de détecter un photon vaut $\frac{1}{2}$ quel que soit le détecteur considéré. Au contraire, lorsque BS_{out} est présent, on observe des oscillations (interférences), signature d'un phénomène ondulatoire, voir courbe (b) [2]. Dans cette configuration, les probabilités de détecter un photon dans l'un ou l'autre des détecteurs oscillent en opposition de phase (θ), à mesure que l'expérimentateur la fait varier dans l'un des bras de l'interféromètre.

2. Expérience à choix retardé

À la même époque, Wheeler proposa en 1984 une expérience de pensée destinée à réfuter les modèles à variables cachées supposés fournir aux photons une indication sur la configuration expérimentale (MZI fermé ou ouvert) à laquelle ils vont être soumis, configuration qui est généralement

Session commune 4

fixée avant que l'expérience ne débute réellement [3]. Pour trancher ce débat, il convient donc d'effectuer un test à choix retardé permettant à l'expérimentateur de configurer l'interféromètre *après* que le photon a déjà franchi la lame séparatrice d'entrée (BS_{in} sur la FIG. 1(a)) et qu'il se trouve, par conséquent, déjà "quelque part" dans le dispositif. Cette expérience, réalisée en 2007 par V. Jacques et ses collaborateurs à l'aide d'une source déterministe de photons uniques, a montré que la notion de complémentarité de Bohr était toujours respectée [4]. Il a également été conclu que l'instant du choix de la configuration expérimentale de l'interféromètre ne semble jouer aucun rôle dans cette affaire.

3. Expérience quantique à choix (très) retardé

Il a été récemment proposé de franchir une étape supplémentaire dans l'expérience de Wheeler en employant une "lame séparatrice de sortie quantique" (QBS, pour "quantum beam-splitter"), où en d'autres termes une lame préparée dans une superposition cohérente d'états d'être à la fois présente et absente. L'état de la lame séparatrice quantique peut alors s'écrire sous la forme

$$|\text{QBS}\rangle = \mu |\text{BS}_{\text{out}}{}^{p}\rangle + \nu |\text{BS}_{\text{out}}{}^{a}\rangle, \tag{1}$$

où p et a indiquent respectivement *présente* et *absente* et où μ et ν sont les poids de la superposition [5]. Comme l'indique la FIG. 2, nous avons réalisé cette expérience en exploitant deux ressources, d'une part des paires de photons intriqués en polarisation et, d'autre part, une lame séparatrice particulière dont le rôle est décrit plus bas. Tous d'abord, les paires de photons sont préparées dans l'état

$$|\Psi_{c,t}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[|\mathbf{H}_c\rangle |\mathbf{H}_t\rangle + |\mathbf{V}_c\rangle |\mathbf{V}_t\rangle \right],\tag{2}$$

où H et V représentent respectivement les états de polarisation horizontal et vertical des photons [6]. L'un des photons, dit test (t), est alors envoyé dans un MZI dont la configuration (ouvert/fermé) peut être manipulée de façon cohérente au travers de l'état intriqué via la mesure de l'état de polarisation du second photon, dit corroborant (c). C'est la première brique nécessaire à l'implémentation du QBS.



FIGURE 2 : Expérience quantique à choix retardé activée par l'intrication. D'une part, une source délivre des paires de photons intriqués en polarisation préparées dans l'état donné par l'EQ. 2 [6]. D'autre part, par rapport à la FIG. 1, la lame séparatrice de sortie est "physiquement" remplacée par une lame dont l'effet dépend de l'état de polarisation qui lui est envoyé (PDBS, voir texte) et qui offre aux photons test la possibilité de se comporter à la fois comme une onde (composante V de polarisation), ou comme des particules (composante H). C'est bien l'association du PDBS et de l'intrication qui autorise la manipulation cohérente d'une lame séparatrice quantique (QBS) et l'observation de superpositions de comportements pour les photons test [7].

Par ailleurs, sachant que l'état intriqué (Eq. 2) est non séparable, celui-ci garantit que l'état de polarisation des photons test est indéfini. Nous avons donc conçu une lame séparatrice en sortie du MZI dont l'effet dépend de l'état de polarisation (PDBS sur la FIG. 2, pour "polarization dependent beam-splitter"). En effet, elle est de type 50/50 pour la composante V de polarisation, ce qui équivaut à la présence d'une lame séparatrice standard (voir FIG. 1), mais est 100% réfléchissante pour la composante H, ce qui équivaut à l'absence de la lame. Ceci constitue la seconde brique nécessaire à l'implémentation du QBS qui offre donc la possibilité aux photons test de se comporter à la fois comme une onde ou comme des particules.

L'implémentation "quantique et matérielle" du QBS permet par conséquent d'intriquer le comportement (onde/particule) des photons test avec l'état de l'interféromètre (fermé/ouvert) :

$$\mu |\mathrm{BS}_{\mathrm{out}}^{p}\rangle |\mathrm{onde}\rangle + \nu |\mathrm{BS}_{\mathrm{out}}^{a}\rangle |\mathrm{particule}\rangle,$$
(3)

La détermination du type de configuration choisie se fait donc seulement *après* avoir mesuré l'état du QBS via la mesure de l'état de polarisation du photon c. La détermination du choix peut être, en principe, infiniment retardée. Dans notre cas celle-ci est effectuée après la détection des photons test.



FIGURE 3 : Transition continue entre comportements ondulatoire et corpusculaire via la manipulation du QBS en sortie du MZI (voir FIGURE 2) et la phase ajustable θ placée dans l'un de ses bras. α correspond à l'angle d'analyse de l'état de polarisation du photon corroborant.

De là, en manipulant l'état de polarisation du photon c par l'intermédiaire de la rotation par un angle α du cube polarisant (PBS sur la FIG. 2, pour "polarization beam-splitter") placé juste avant les détecteurs D_V (mesure de l'aspect ondulatoire) ou D_H (mesure de l'aspect corpusculaire) et en faisant varier la phase θ de l'interféromètre auquel est soumis le photon test, nous observons sur la FIG. 3 une transition continue de comportement des photons test, et ce depuis l'aspect purement ondulatoire (arrière-plan de la FIG. 3) jusqu'à l'aspect purement corpusculaire (avant-plan de la FIG. 3) [7].

Ces résultats permettent de réfuter les interprétations "simples" selon lesquelles les photons uniques se comportent exclusivement comme une onde ou comme des particules. L'état du QBS est déterminé via une mesure de l'état de polarisation du photon c seulement *après* la détection du photon test. L'intervalle du genre espace séparant les mesures respectives du photon t et du photon c invalide les modèles à variables cachées locales associés à une information pré-existante sur les résultats des mesures. Nous vérifions notamment la qualité de l'intrication par la violation des inégalités de Bell avec plus de 10 déviations standards [6, 7]. En d'autres termes, lorsque le photon test est détecté, aucune information sur la mesure qui lui a été appliquée n'existe dans la nature. Notons enfin que ces résultats sont en parfait accord avec la notion de complémentarité de Bohr [1] et sa généralisation [8].

4. Conclusion

L'intrication est au cœur de l'approche présentée ci-dessus. Elle permet en effet d'observer des photons uniques selon des aspects purement ondulatoire, purement corpusculaire, mais également dans toutes les superpositions d'états intermédiaires grâce à l'activation et à la manipulation cohérente d'une lame séparatrice quantique en sortie de l'interféromètre de Mach-Zehnder.

Les résultats de cette version quantique de l'expérience de Wheeler ne peuvent être expliqués en termes classiques, ou alors au prix de sévères contradictions. En effet, il est toujours tentant d'essayer d'expliquer la dualité onde/corpuscule prise dans sa version simple par la connaissance ou non du chemin emprunté par les photons dans l'interféromètre, selon qu'ils se comportent respectivement comme des particules ou comme une onde. En revanche, ces résultats sont en parfait accord avec la physique quantique pour laquelle le chemin emprunté par les photons dans l'interféromètre ne représente pas une question pertinente. Par ailleurs, il convient de noter que le temps, ou plus spécifiquement les instants relatifs auxquels les mesures t et c sont effectuées, et l'espace, ou plus spécifiquement dans notre cas le maintien de l'intrication au-delà d'un intervalle du genre espace, ne semblent jouer aucun rôle [7, 9]. Concernant l'absence de rôle joué par le temps, certains parlent de "procrastination quantique", où comment reporter à demain ce que l'on est censé faire aujourd'hui... [10]

Références

- [1] N. Bohr, Nature **121**, 580-590 (1928).
- [2] P. Grangier *et al.*, Europhys. Lett. **1**, 173-179 (1986).
- [3] J. A. Wheeler in Quant. Theory & Meas., Wheeler & Zurek Eds. (Princeton Uni. Press), 182-213 (1984).
- [4] V. Jacques *et al.*, Science **315**, 966-968 (2007).
- [5] R. Ionicioiu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 230406 (2011).
- [6] F. Kaiser et al., Laser Phys. Lett. 10, 045202 (2013), et Réfs. incluses.
- [7] F. Kaiser *et al.*, Science **338**, 637-640 (2012).
- [8] B.-G. Englert, Phys. Rev. Lett. 77, 2154-2157 (1996).
- [9] A. Peruzzo et al., Science **338**, 634-637 (2012).
- [10] S. Lloyd, Science **338**, 621-622 (2012).

EXCITABILITY IN OPTICAL TORQUE TWEEZERS

Francesco Pedaci¹

¹ Centre de Biochimie Structurale UMR CNRS 5048, Montpellier, France

francesco.pedaci@cbs.cnrs.fr

Résumé

The possibility to directly manipulate microscopic objects with focused laser beams has opened many new possibilities in biophysics. Using microscopic handles, optical tweezers allow to apply and measure forces directly to single molecules, probing mechanical properties of DNA, RNA or protein motors, with nanometer and pico Newton resolution.

The *optical torque wrench* is an extension of optical tweezers towards the control and measurement of angle and torque of the trapped particle. It has the potential to unravel new and fast dynamical processes in biological systems where rotation is relevant. Examples include the coiling of the DNA double helix, or the fast spinning of flagella in bacteria.

The angular dynamics of the trapped particle in the optical torque wrench is governed by a periodic tilted potential, and by a simple bifurcation that leads to *excitability*. We have experimentally shown and characterized this excitable dynamics, which links this technique to many other non-linear systems. Based on excitability, we proposed a method to locally detect single perturbation events acting on the trapped particle, with tunable sensitivity and high signal to noise ratio.

Such knowledge is important to efficiently employ the technique in studying biophysical systems at the single molecule level. I will describe preliminary results obtained in manipulating and measuring the torque developed by a single bacterial flagellar motor, a powerful nanometer-scale rotary protein motor.

MOTS-CLEFS : biophysique ; pinces optique ; excitabilité

Références

- F. Pedaci, Z. Huang, M. van Oene, S. Barland and N.H. Dekker, "Excitable particles in an optical torque wrench", *Nature Physics*, vol. 7, pp. 259-264 (2011).
- [2] F. Pedaci, Z. Huang, M. van Oene and N.H. Dekker, "Calibration of the optical torque wrench", *Optics Express*, vol. 20, pp. 3787-3802 (2012).

OPTIQUE NON LINEAIRE STATISTIQUE: VERS UNE FORMULATION THERMODYNAMIQUE HORS EQUILIBRE UNIFIEE

J. Garnier,¹ G. Millot,² B. Kibler,² C. Michel,³ G. Xu,² P. Suret,⁴ S. Randoux,⁴ A. Picozzi²

¹ Laboratoire de Probabilités et Modèles Aléatoires, Université Paris VII, Paris ² Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, Univ. de Bourgogne, UMR 5209 CNRS, Dijon ³ Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Univ. de Nice Sophia-Antipolis, UMR CNRS 7336, Nice ⁴ Laboratoire de Physique des Lasers Atomes et Molécules, UMR-CNRS 8523, Université de Lille, Lille Antonio.Picozzi@u-bourgogne.fr

Résumé

Une introduction à l'approche cinétique de l'optique non linéaire statistique sera donnée et illustrée avec les exemples de thermalisation, de condensation d'ondes classiques et de solitons incohérents, en analogie avec la turbulence de Langmuir et de Vlasov en physique des plasmas.

MOTS-CLEFS : *Optique Non Linéaire Statistique, Turbulence, Théorie Cinétique*

1. INTRODUCTION

Si la compréhension de la dynamique d'ondes *non linéaires cohérentes* d'une part et d'ondes *linéaires incohérentes* d'autre part, a bien progressé cette dernière décennie; la dynamique d'ondes optiques à la fois non linéaires et incohérentes a été peu explorée et reste encore mal comprise aujourd'hui, comme en témoigne l'absence d'ouvrages traitant de *l'optique non linéaire statistique*. Des techniques mathématiques initialement développées en théorie cinétique des gaz et en turbulence développée [1] permettent d'éclairer le domaine de l'optique non linéaire incohérente sous un angle nouveau. Une formulation thermodynamique hors-équilibre de l'optique non linéaire statistique a pu ainsi être développée sur la base de la théorie cinétique de la turbulence développée [2]. La question abordée ici peut être formulée de la façon suivante : *Quelle est l'évolution à long terme d'une onde optique incohérente se propageant dans un milieu non linéaire* ? Différentes réponses à cette question ont été obtenues en fonction des propriétés du système considéré. Les réponses apportées peuvent être regroupées en trois grandes classes que nous résumons ci-dessous.



Figure 1 : En analogie avec un gaz classique (a), le mélange à quatre ondes est responsable d'une évolution irréversible de l'onde incohérente vers l'état d'équilibre thermodynamique (b). En présence d'une réponse non linéaire non locale, le mélange à 4 ondes n'a plus lieu localement, ce qui empêche l'onde optique de relaxer vers l'état d'équilibre thermodynamique, comme décrit par le formalisme de Vlasov (c). La condition de causalité sous-jacente à une réponse non linéaire non-instantanée change la description (d), qui conduit à une formulation analogue à la turbulence faible de Langmuir du système non linéaire.

2. THERMALISATION D'ONDES OPTIQUES INCOHERENTES

Par analogie avec un système de particules classiques, le champ optique peut évoluer, en raison de la non-linéarité, vers un état d'équilibre thermodynamique qui maximise l'entropie du champ (Fig. 1a-b). Le caractère irréversible de ce processus de thermalisation d'une onde non linéaire est décrit

par un théorème H, dont l'origine est analogue au théorème H de Boltzmann en théorie cinétique des gaz. Plus précisément, on peut dériver une équation cinétique analogue à l'équation cinétique de Boltzmann qui gouverne l'évolution du spectre moyen de l'onde incohérente au cours de sa propagation dans le milieu non linéaire [1,2]. De façon inattendue, cet effet de thermalisation peut être caractérisé par un processus d'auto-organisation de l'onde, i.e., il est thermodynamiquement avantageux pour l'onde optique de générer une structure cohérente à grande échelle afin d'atteindre l'état d'équilibre le plus désordonné. Nous illustrerons cet effet d'auto-organisation induit par la thermalisation avec la *condensation d'ondes classiques* [3].

3. REPONSE NON LOCALE: TURBULENCE LONGUE PORTEE

Une interaction non locale à longue portée inhibe le processus naturel de thermalisation de l'onde vers l'état d'équilibre thermodynamique [4]. En effet, en raison du potentiel non local, le mélange à quatre ondes n'a plus lieu localement dans l'espace, i.e., on n'a plus de véritables 'collisions de quasi-particules', comme dans l'analogie avec Boltzmann: on perd la sensibilité d'une collision de paires de particules qui conduit à une dynamique chaotique et donc à la thermalisation de l'onde non linéaire. Les quasi-particules 'baignent' dans un même potentiel collectif induit par l'ensemble du faisceau incohérent. Dans ce cas la dynamique de l'onde peut être décrite comme un effet collectif, en analogie avec la *turbulence de Vlasov* en physique des plasmas. Notons que les images de la Fig. 2 rappellent la dynamique et l'interaction de galaxies dans l'Univers - le potentiel gravitationnel est un potentiel à longue portée qui peut être modélisé par une approche Vlasov.



Figure 2: Simulation numérique de l'équation de Vlasov, qui gouverne l'évolution du spectre de la lumière dans un espace de phase réduit (x,k) (spectrogramme). Une perturbation est piégée par le potentiel nonlocal de l'interaction non linéaire, lequel empêche la thermalisation du champ optique. Les quatre solitons incohérents (b) coalescent par paires, pour finalement générer un soliton incohérent unique (f).

4. REPONSE NON-INSTANTANEE: SOLITONS SPECTRAUX INCOHERENTS

La propriété de causalité d'une réponse non linéaire du milieu dans lequel se propage l'onde optique empêche, en règle générale, le processus de thermalisation d'avoir lieu [5]. Contrairement à l'effet de thermalisation attendu, le champ optique s'organise alors en un nouveau type de structures incohérentes stables, non-stationnaires et hors-équilibre, que l'on a appelé *solitons spectraux incohérents*. Contrairement aux solitons conventionnels, les solitons spectraux ne présentent pas de confinement dans le domaine spatio-temporel, mais exclusivement dans le domaine spectral. Ces structures présentent des analogies profondes avec la *turbulence de Langmuir* dans les plasmas [6].

Références

[1] V. Zakharov, V. L'vov, and G. Falkovich, Kolmogorov Spectra of Turbulence I (Springer, Berlin, 1992).

- [2]Pour un article de revue: J. Garnier, M. Lisak, A. Picozzi, J. Opt. Soc. Am. B 29, 2229 (2012).
- [3] C. Connaughton, C. Josserand, A. Picozzi, Y. Pomeau, S. Rica, Phy. Rev. Lett. 95, 263901 (2005);
- P. Aschieri, J. Garnier, C. Michel, V. Doya, A. Picozzi, Phys. Rev. A 83, 033838 (2011).
- [4] A. Picozzi, J. Garnier, Phys. Rev. Lett. 107, 233901 (2011).
- [5] A. Picozzi, S. Pitois, and G. Millot, Phy. Rev. Lett. 101, 093901 (2008).
- [6] S. L. Musher, A.M. Rubenchik, and V. E. Zakharov, Phys. Rep. 252, 177 (1995).

NANO-CAVITES OPTIQUES NON-LINEAIRES

A. M. Yacomotti

Laboratoire de Photonique et de Nanostructures UPR 20, CNRS, 91460 Marcoussis, France

alejandro.giacomotti@lpn.cnrs.fr

Résumé

Les nano-cavités à Cristal Photonique (CP) en semi-conducteurs III-V présentent des propriétés uniques en vue des applications en optique non-linéaire : de faible volumes optiques, de forts facteurs de sur-tension, et de larges coefficients non-linéaires. Je montrerai qu'une nano-cavité dite L3 (trois trous manquants dans la périodicité du CP) en membrane suspendue d'InP, peut être configurée dans un régime d'indice non-linéaire pour opérer en tant que mémoire optique (bistabilité) ou neurone photonique (excitabilité). Au-delà des cavités uniques, un éventail très large de phénomènes s'ouvre lorsque des ensembles de cavités couplées sont mis en œuvre. Comme exemple de ces recherches nous étudierons le cas de deux cavités couplées par onde évanescente, constituant une molécule photonique. Nous verrons que ceci devient un véritable paradigme pour la mise en évidence de phénomènes non-linéaires fascinants tels que la brisure spontanée de symétrie.

MOTS-CLEFS : *nanocavités, molécules photoniques, cristal photonique, bistabilité, excitabilité, brisure spontanée de symétrie*

1. INTRODUCTION

Les cristaux photoniques (CPs) bidimensionnels permettent un fort confinement de la lumière à la fois dans l'espace, jusqu'à des dimensions sub-longueur d'onde, et aussi dans le spectre optique, par l'apparition de résonances fines. Cela ouvre tout un domaine d'applications en nanophotonique, qui vont de la diminution des seuils des lasers et des régimes non-linéaires aux applications en détection tout-optique ultra-sensible.



Fig. 1. Gauche : cavité à CP de type L3 en membrane suspendue couplée optiquement avec une microfibre. Centre : cycles d'hystérésis obtenus en injectant des impulsions triangulaires de 250 ns de durée dans une nano-cavité L3 par l'intermédiaire d'une fibre étirée, avec des désaccords $\Delta\lambda_{a...1} = 1.9$, 1.8, 1.7, 1.5, 1.3 , 1.1, 0.9, 0.7 et 0.4 nm. Droite : Excitabilité dans une nano-cavité. L'injection optique est quasi résonante ($\Delta\lambda=1.5$ nm, Pinj=2.6 mW), et des impulsions de perturbation de 130 ns de durée sont rajoutées. Puissances de perturbation : 1µW (noire), 20µW (rouge), 35µW (bleu) et 46µW (vert).

Récemment, un nombre considérable de travaux sur des cavités à fort facteur de qualité (Q) s'est centré sur des modes dits « lents » en CP [2]. Lorsque de tels modes rencontrent un défaut dans la structure, la réflectivité qui en résulte peut être très proche de l'unité, ce qui permet de réaliser des cavités à basses pertes optiques, donc à forts Q. Les cavités de type L3 (trois trous manquants dans un réseau triangulaire), modifiées par un décalage des trous refermant la cavité de

quelques dizaines de nanomètres [2], constituent un exemple de ce type de systèmes. Celles-ci atteignent des facteurs Q théoriques qui peuvent aller jusqu'à environ 10⁵.

2. BISTABILITE, EXCITABILITE ET AUTO-PULSATION

Afin d'obtenir des réponses non-linéaires électroniques exaltées, nous avons utilisé les cavités L3 en InP contenant des PQs InGaAs/InGaAsP comme structure active. Les conditions d'obtention d'une forte non-linéarité d'indice nécessitent un bon compromis entre absorption et dispersion non-linéaire à la longueur d'onde d'un mode photonique. Un tel compromis est assuré lorsque la résonance optique est décalée d'environ 50-100 nm du maximum d'absorption des PQs. Ainsi, l'échantillon fabriqué présente un pic de photoluminescence à λ ~1500 nm, et le mode de cavité se situe autour de λ ~1570 nm. De plus, afin de garantir un couplage optique efficace, l'injection résonante est réalisée par l'intermédiaire d'une fibre optique étirée (Fig. 1, gauche) [3]. Dans ces conditions, des cycles bistables, qui peuvent être considérés comme des mémoires tout-optiques, ont été obtenus (Fig. 1, centre). Outre la bistabilité optique, nous avons démontré un régime dynamique de type neuronal connu sous le nom d'excitabilité [4]. Il s'agit d'une réponse à seuil dans la forme d'une impulsion lumineuse (Fig. 1, droite). Des oscillations auto-entretenues ont également pu être démontrées expérimentalement, ainsi que théoriquement dans un régime dynamique ultrarapide en cavités couplées [5].

3. MOLECULES PHOTONIQUES NON-LINEAIRES

La brisure de symétrie est à l'origine de la localisation ou piégeage des photons dans une sous-région de l'espace. En régime linéaire, deux cavités identiques ne présentent pas de brisure de symétrie: les photons, une fois injectés dans l'une des deux cavités sont, soit transférés à la cavité voisine par effet tunnel (couplage fort), soit radiés à l'espace libre (couplage faible). En régime non-linéaire, en revanche, ces photons peuvent rester confinés dans l'une ou l'autre cavité suivant les conditions initiales. Ceci est décrit par une bifurcation de *pitchfork*, qui est la bifurcation caractéristique de la brisure de symétrie. Une configuration possible est celle à deux cavités couplées par onde évanescente et un seul port commun d'injection. Une méthode alternative, bien plus simple que l'injection optique cohérente, consiste à pomper le système avec un faisceau lumineux incohérent, i.e. dont les photons sont absorbés dans le PQs et réémis dans les modes optiques, éventuellement en régime laser.

Dans cette configuration, des premières expériences montrent qu'un système de deux cavités couplées par onde évanescente présente un seuil de puissance de pompe à partir duquel un changement de comportement (bifurcation) est observé. En effet, au-dessus du seuil laser du système, une transition d'un régime d'intensité corrélé dans les deux cavités, à un régime anticorrélé peut être identifiée. Ces observations suggèrent qu'une brisure spontanée de symétrie a lieu.

CONCLUSION

L'optique non-linéaire en nano-cavité active est un domaine à forte croissance. La diversité de phénomènes pouvant être explorés en cavité unique (bistabilité, excitabilité...) suggère une extrême richesse lorsque des réseaux de cavités sont mis en œuvre. Le phénomène à l'origine de cette complexité spatio-temporelle est la brisure spontanée de symétrie, que nous avons mis en évidence dans deux cavités couplées en régime laser.

REFERENCES

- [1] P. Lalanne, et al., Laser & Photon. Rev. 2, 514 (2008).
- [2] Y. Akahane, et. al., Nature 425, 944 (2003).
- [3] M. Brunstein, et al., Opt. Express 17, 17118 (2009).
- [4] M. Brunstein, et al., Phys. Rev. A 85, 031803(R) (2012).
- [5] A. M. Yacomotti et al., Phys. Rev. A 87, 041804(R) (2013).

RENFORCEMENT DES EFFETS NONLINEAIRES DANS DES GUIDES LENTS A CRISTAUX PHOTONIQUES ET APPLICATION AU DIAGNOSTIQUE INTEGRE DE SIGNAUX OPTIQUES RAPIDES

Christelle Monat^{1,2}, Christian Grillet¹, Matt Collins², Juntao Li³, Liam O'Faolain³, Thomas F. Krauss³, Benjamin J. Eggleton², and David J. Moss²

¹ Université de Lyon, Institut des Nanotechnologies de Lyon UMR CNRS 5270, Ecole Centrale de Lyon, 69131 Ecully, France

² CUDOS, Institute of Photonics and Optical Science (IPOS), School of Physics, University of Sydney, New South Wales 2006, Australia

³ School of Physics and Astronomy, University of St Andrews, St Andrews, Fife, KY16 9SS, UK

christelle.monat@ec-lyon.fr

Résumé

L'ingénierie de dispersion dans les guides à cristaux photoniques planaires a permis de créer des composants nonlinéaires compacts et avec une consommation en puissance réduite. L'un des mécanismes nonlinéaires renforcés par la lumière lente dans ces structures est la génération de troisième harmonique, qui convertit un signal optique proche infra-rouge en lumière visible. Ce phénomène ouvre la voie à de nouvelles méthodes de diagnostique de signaux optiques ultra-rapides sur puce.

MOTS-CLEFS : cristaux photoniques, lumière lente, nonlinéaire, auto-corrélation

1. INTRODUCTION

La photonique silicium a permis, ces dix dernières années, de créer des composants optiques nonlinéaires variés qui pourraient sous-tendre une architecture compacte et intégrée dédiée au traitement tout optique de l'information sur puce [1]. La propagation lente de la lumière dans des guides à cristaux photoniques devrait permettre d'aller plus loin vers la miniaturisation et la réalisation de circuits optiques de haute densité, en renforçant les processus nonlinéaires impliqués dans ces composants tout optique [2], comme démontré récemment [3]. La possibilité d'ingénierer la dispersion dans ces structures fournit des composants nonlinéaires à large bande passante, i.e. qui peuvent fonctionner à des débits de données ultra-rapides [4],[5]. Les composants démontrés récemment reposent sur des phénomènes nonlinéaires affectant un seul signal optique ou des ondes multiples à différentes fréquences, en interaction, comme la génération de 3^{ème} harmonique [6] ou le mélange à quatre ondes [7]. Ce dernier ouvre de nombreuses opportunités d'applications, incluant l'amplification de signaux, la conversion en longueur d'onde, la régénération tout optique, le démultiplexage de signaux optiques [5] ou la génération de source de lumière non classique [8] pour l'optique quantique intégrée. La génération de 3^{ème} harmonique, qui se manifeste par la conversion de lumière infra-rouge en lumière visible, ouvre la voie à de nouvelles méthodes de diagnostique de signaux optiques ultra-rapides, intégrées sur puce [4]. Nous montrerons ici comment des guides lents à cristaux photoniques permettent de renforcer la génération de 3^{ème} harmonique, et son application à du diagnostique de signaux optiques. Nous présenterons, en particulier, des autocorrélateurs intégrés, permettant la mesure temporelle de pulses picosecondes, et donnant également des informations sur la dynamique de propagation des signaux optiques dans les guides lents.

2. GUIDES A CRISTAUX PHOTONIQUES LENTS A DISPERSION INGENIEREE

Les guides à cristaux photoniques (PhC) sont faits de réseaux triangulaires 2D de trous d'air (période 404nm, rayon 116nm) perforés dans une membrane de silicium suspendu dans l'air. Un guide linéaire W1 est créé en omettant une rangée de trous dans la direction Γ K. La longueur du

guide, 96 μ m, inclue des zones de transition pour favoriser le couplage au mode lent en début et fin de guide. La dispersion du guide PhC est ingénierée en déplaçant, dans la direction normale au guide, les trous les plus proches du centre [9]. Il en résulte une bande spectrale, dite "plate", où la vitesse de groupe est faible (~c/30) sur environ 15nm, ce qui permet d'accommoder des signaux optiques ultra-rapides (jusqu'au THz). Le guide est connecté de part et d'autre à des guides ridges Si terminés par des tapers inverses encapsulés dans des guides polymères, maximisant ainsi la transmission (fibre à fibre) à travers la puce, jusqu'à -8dB, en injection fibrée par la tranche.

3. AUTO-CORRELATEUR INTEGRE UTILISANT LA GENERATION DE 3EME HARMONIQUE

Les guides sont testés en utilisant un laser mode-locké fibré émettant autour de 1550nm des pulses de ~2.5ps à 20MHz. Un montage de type Mach-Zehnder permet de scinder ce signal dans deux branches, injectées de manière contra-propagative dans la puce. Chaque pulse produit, de manière indépendante, un signal visible relativement faible dans le guide PhC par génération de 3^{eme} harmonique (THG) [6]. Ce signal TH est collecté et imagé sur une caméra CCD. En ajustant le délai relatif entre les deux branches du montage, les deux pulses se propagent simultanément dans le guide PhC, produisant un signal visible supplémentaire par THG croisée [10]. Ce signal visible a un profil stationnaire directement relié à l'enveloppe temporelle du pulse. Une seule image permet donc, en principe, une mesure d'auto-corrélation dite "single shot", i.e. sans avoir besoin d'intégrer la mesure sur de nombreux pulses, ou de scanner le délai entre les deux bras, stratégies couramment adoptées pour les mesures à échantillonnage, ou les auto-corrélateurs commerciaux, respectivement. Ce composant représente donc une version intégrée et compacte permettant le diagnostique temporel de la qualité de signaux optiques rapides se propageant sur une puce optique. La ligne de retard n'est pas indispensable et le Mach-Zehnder pourrait être directement intégré sur la puce via un splitter 3dB. Cependant, en scannant le délai relatif entre les deux pulses, cette ligne de retard fournit ici des informations supplémentaires sur la dynamique de propagation du pulse dans le guide PhC, donnant, par exemple, une mesure directe de la vitesse de groupe.

CONCLUSION

La lumière lente dans les guides PhC permet le renforcement des effets nonlinéaires, qui peuvent soutenir une variété d'applications et de composants pour le traitement tout optique de l'information sur puce. La génération de 3^{ème} harmonique, en particulier, ouvre de nouvelles méthodes de diagnostique, de mise en oeuvre relativement simple, permettant la mesure de signaux optiques ultra-rapides, qui seront essentiels dans la réalisation d'architectures tout optique intégrées.

Références

[1] J. Leuthold, C. Koos, W. Freude "Nonlinear silicn photonics," Nat. Photonics, vol. 4, pp. 535-544, 2010.

[2] T. Baba, "Slow light in photonic crystals," Nature Photonics, vol. 2, pp. 465-473, 2008.

[3] C. Monat, M. de Sterke, and B. J. Eggleton "Slow light enhanced nonlinear optics in periodic structures," Journal of Optics, vol. 12, pp. 104003, 2010.

[4] B. Corcoran et al. "Optical signal processing on a silicon chip at 640Gb/s using slow-light," Optics Express, vol. 18, pp. 7770-7781, 2010.

[5] B. Corcoran et al. "Ultracompact 160 Gbaud all-optical demultiplexing exploiting slow light in an engineered silicon photonic crystal waveguide" Optics Letters, vol. 36, pp. 1728-1730, 2011.

[6] B. Corcoran et al. "Green light emission in silicon through slow-light enhanced third-harmonic generation in photonic-crystal waveguides," Nature Photonics, vol. 3, pp. 206-210, 2009.

[7] C. Monat et al. "Four-wave mixing in slow light engineered silicon photonic crystal waveguides," Optics Express, vol. 18, pp. 22915-22927, 2010.

[8] C. L. Xiong et al. " Characteristics of Correlated Photon Pairs Generated in Ultracompact Silicon Slow-Light Photonic Crystal Waveguides" IEEE J. of Select. Top. in Quant. Electron., vol. 18, pp. 1676-83, 2012.

[9] J. Li et al. "Systematic design of flat band slow light in photonic crystal waveguides," Optics Express, vol. 16, pp. 6227-6232, 2008.

[10] C. Monat et al."Ultra-compact integrated optical auto-correlator based on third-harmonic generation in Si photonic crystal waveguides" CLEO, Post-deadline, Session II (CTh5D) San Jose, USA, 2012.

SOLITONS SUR FOND CONTINU EN OPTIQUE NON-LINEAIRE FIBREE

Bertrand Kibler¹, Benoit Frisquet¹, Kamal Hammani¹, Julien Fatome¹, Christophe Finot¹, John Dudley², Guy Millot¹

¹ Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne UMR CNRS 6303, Université de Bourgogne, 21078 Dijon, France

² Institut FEMTO-ST UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon, France

bertrand.kibler@u-bourgogne.fr

Résumé

Nous passons en revue nos récentes expériences menées sur les solutions périodiques de l'équation de Schrödinger non-linéaire. Une grande famille de ces solutions est connue sous le nom de *solitons sur fond continu*. Ils sont générés par l'intermédiaire du processus d'instabilité de modulation induite lors de la propagation d'une onde continue modulée dans une fibre optique non-linéaire à dispersion anormale. Nos mesures de leurs propriétés spectro-temporelle et de localisation spatiale sont confirmées par les prédictions analytiques. Des dynamiques complexes et perspectives d'applications de ces nouvelles structures propagatives sont également présentées.

MOTS-CLEFS : *optique non-linéaire ; solitons ; breathers ; fibre optique.*

1. INTRODUCTION

Dans le contexte des études menées sur les phénomènes extrêmes (vagues scélérates) en hydrodynamique et en optique, les *solitons sur fond continu* (SFC) sont des solutions périodiques de l'équation de Schrödinger non-linéaire (ESNL) étudiées depuis la fin des années 1970 et qui ont récemment stimulé un vif regain d'intérêt [1-2]. Ces solutions sont excitées à partir de perturbations spécifiques sur une onde continue (onde plane) et présentent des propriétés de localisation spatio-temporelle particulières avec de fortes amplitudes, de plus elles sont caractérisées par des cycles de croissance/décroissance rappelant le phénomène de récurrence de Fermi-Pasta-Ulam. Nos expériences conduites en optique ont démontré leur lien important qui existe avec le processus non-linéaire d'instabilité de modulation (IM) et l'émergence d'ondes extrêmes [3-4]. A partir de la solution analytique SFC de l'ESNL, nous avons mis en place un banc d'essai basé uniquement sur la technologie des télécommunications par fibre optique menant aux premières observations de cette grande famille des SFC [4-5]. Ceci a permis de comparer de manière quantitative leurs propriétés de localisation aux prédictions mathématiques. Nous montrons que des conditions non-idéales d'excitation procurent également des dynamiques d'évolution de SFC. Enfin, des dynamiques plus complexes de ces nouveaux solitons sont étudiées comme leur brisure ou leur possible interaction.

2. SOLUTION GENERALE DES SOLITONS SUR FOND CONTINU

L'ESNL généralement utilisée en optique guidée peut s'écrire sous la forme normalisée suivante : $i \psi_{\xi} + 1/2 \psi_{\tau\tau} + |\psi|^2 \psi = 0$, avec ξ la coordonnée longitudinale, τ la coordonnée temporelle et ψ l'enveloppe de l'onde optique. Une solution générale SFC décrivant l'évolution globale d'une onde continue initialement modulée ainsi que le phénomène d'IM peut être formulée sous la forme compacte suivante [5] :

$$\psi(\xi,\tau) = e^{i\xi} \left[1 + \frac{2(1-2a)\cosh(b\xi) + i \ b \sinh(b\xi)}{\sqrt{2a} \ \cos(\omega\tau) - \cosh(b\xi)} \right]$$
(1)

avec $b = [8a(1-2a)]^{1/2}$ et $\omega = 2(1-2a)^{1/2}$. Le comportement de cette solution est gouverné par un seul paramètre généralisé *a*. Pour $a < \frac{1}{2}$, la solution décrit la famille des breathers d'Akhmediev [1] qui présente une localisation spatiale et une périodicité temporelle (voir Fig. 1(a)); pour $a = \frac{1}{2}$, la solution correspond au cas limite de double localisation du soliton de Peregrine (voir Fig. 1(b)) [1]; et pour $a > \frac{1}{2}$, on obtient la famille des solitons de Kuznetsov-Ma [1] avec une localisation temporelle et une périodicité spatiale (voir Fig. 1(c)).



Fig. 1 (a-c) Familles de solutions SFC de l'ENSL selon la valeur du paramètre *a* ; (d) Mesure des propriétés de localisation des breathers d'Akhmediev (trait continu : théorie ; points : expériences).

3. INSTABILITE DE MODULATION INDUITE ET EXPERIENCES

De manière simplifiée, le montage expérimental mis en place est basé sur la modulation initiale d'une onde continue qui est ensuite injectée dans une fibre optique à dispersion anormale afin d'exciter le phénomène d'IM induite à une fréquence voulue [4-5]. Selon les caractéristiques de dispersion et de non-linéarité de la fibre, nous varions la fréquence et l'amplitude de modulation ainsi que la puissance de l'onde optique pour stimuler l'IM pour différentes valeurs de *a* et générer les différentes familles de SFC. L'utilisation d'un oscilloscope à échantillonnage optique ainsi que d'un analyseur de spectre optique permet la caractérisation spectro-temporelle de la structure d'onde générée, et une procédure complémentaire de découpe progressive de la fibre optique résout la dynamique longitudinale. L'exemple de l'analyse quantitative des propriétés de localisation des breathers d'Akhmediev est présenté par la Figure 1(d) [4].

Références

- N. Akhmediev & V. I. Korneev, "Modulation instability and periodic solutions of the nonlinear Schrodinger equation," Theor. Math. Phys. 69, 1089 (1986); N. Akhmediev and A. Ankiewicz, *Solitons, Nonlinear Pulses and Beams*, Chapman and Hall, London (1997); D. H. Peregrine, "Water waves, nonlinear Schrödinger equations and their solutions," J. Aust. Math. Soc. Ser. B 25, 16 (1983); E. Kuznetsov, "Solitons in a parametrically unstable plasma," Sov. Phys. Dokl. 22, 507 (1977).
- [2] N. Akhmediev *et al.* "Waves that appear from nowhere and disappear without a trace", Phys. Lett. A **373**, 675 (2009).
- [3] J. M. Dudley et al. "Modulation instability, Akhmediev Breathers and CW supercontinuum generation", Opt. Express 17, 21497 (2009).
- [4] B. Kibler et al. "The Peregrine soliton in nonlinear fibre optics", Nature Phys. 6, 790 (2010).
- [5] B. Kibler *et al.* "Observation of Kuznetsov-Ma soliton dynamics in optical fibre", Scientific Rep. **2**, 463 (2012).

PHOTONIQUE INTEGREE HETEROGENE SUR SILICIUM

X. Letartre¹

¹ Université de Lyon, Institut des Nanotechnologies de Lyon, UMR CNRS 5270 Ecole Centrale de Lyon, 69130 Ecully, France

xavier.letartre@ec-lyon.fr

Résumé

La convergence de la Photonique et de l'Electronique ("Photonics on CMOS") est aujourd'hui reconnue comme un enjeu majeur dans le domaine du traitement de l'information. Elle est en effet rendue nécessaire non seulement pour améliorer les performances des systèmes électroniques tout en réduisant leur consommation, mais aussi pour l'intégration sur une même puce de différentes fonctionnalités (capteurs optiques et circuits de traitement par exemple). Cette convergence passe nécessairement par l'intégration sur le silicium, matériau incontournable de l'électronique, de nouveaux matériaux. C'est notamment le cas des semi-conducteurs III-V indispensables à la réalisation de sources de lumières performantes. Nous montrerons que cette contrainte est aussi un atout pour l'intégration multifonctionnelle, notamment parce que l'optoélectronique bénéficie ainsi de la maturité des technologies silicium. Nous discuterons d'abord des différentes voies d'intégration de nouveaux matériaux, essentiellement III-V (collage moléculaire, hétéroépitaxie), sur silicium. Ce propos sera illustré par des exemples récents de microlasers intégrés sur silicium. Nous tracerons enfin des perspectives pour la convergence Photonique/Electronique en discutant de l'introduction d'autres matériaux tels que les oxydes métalliques ou le graphène.

MOTS-CLEFS : *Micro-Nano-Photonique*, *silicium*, *CMOS*, *laser*

L'association de l'électronique et de la photonique participe d'une évolution des systèmes de transport et de traitement de l'information. Elle a été avant tout motivée par l'augmentation des débits de données et s'est progressivement imposée à des communications de plus en plus courtes (Figure 1).

Les bandes passantes nécessaires au transport (et au traitement) de ces flux requièrent en effet l'exploitation d'une porteuse très haute fréquence qui ne peut être offerte que par l'optique. Depuis l'introduction de la fibre optique dans les communications longues distances, le photon s'intègre dans les systèmes à des échelles de plus en plus petites et on cherche clairement aujourd'hui à intégrer l'optique directement sur les puces CMOS. Il a fallu cependant tous les développements récents de ma micro-nano-photonique pour que les dimensions des composants d'optique intégrée deviennent compatibles avec celles des circuits électroniques et donnent lieu aux premières démonstrations industrielles [1]. Il faut aussi noter que l'introduction de la photonique sur les puces CMOS peut répondre à d'autres besoins que le transport d'informations puisqu'elle permet d'augmenter les fonctionnalités des systèmes intégrés, par exemple en associant capteurs optiques et circuits de commande et de traitement de l'information.



Fig. 1 : introduction progressive de l'optique dans les interconnections. La limite optique/électrique est repoussée vers la droite par l'augmentation des performances des composants optoélectroniques et la diminution de leur taille et de leur coût de fabrication (source : CEA-LETI).

Ce désir d'intriquer, sur la puce elle-même, l'électronique et la photonique impose à cette dernière de s'adapter au matériau silicium. Cette contrainte est à la fois une chance et une difficulté. Le silicium est en effet un excellent matériau pour l'optique, non seulement aux longueurs d'onde utilisées par les datacoms (1.3-1.6 μ m) mais aussi dans la gamme du moyen infrarouge (2-8 μ m), exploitée dans les applications capteurs. Son fort indice de réfraction permet la conception de dispositifs compacts et ses pertes sont très faibles dans ces gammes spectrales. De plus son comportement optique peut être modulée en mettant en œuvre des mécanismes bien connues de l'électronique (injection ou déplétion de porteurs, ...). Ce sont ces propriétés remarquables qui ont permis la démonstration d'un grand nombre de composants de photonique intégrée (guides d'onde, filtres, routeurs, modulateurs, photodétecteurs...). Il reste cependant que le silicium, de part son gap indirect, est un mauvais émetteur de lumière et que, malgré quelques démonstrations récentes [2], il ne permet pas la réalisation de sources lasers intégrées efficaces.



Fig. 2 : A gauche : Vue d'artiste d'un microlaser III-V/Si. La cavité de ce laser émettant vers la surface est définie par la nanostructuration des couches silicium, conservant ainsi l'intégrité du III-V. A droite : coupe du microlaser réalisé et vue de dessus du substrat III-V reporté sur silicium [3].

Pour pallier à cette insuffisance, il est tout naturel de s'orienter vers les semi-conducteurs III-V, matériaux phares de l'optoélectronique, notamment dans le domaine des télécommunications. On se heurte alors à la difficulté d'intégrer ces matériaux avec le silicium puisque, essentiellement à cause de désaccords de maille importants, l'épitaxie III-V/Si reste très délicate.

Dans cet exposé nous discuterons tout d'abord des techniques développées pour surmonter ce problème, que ce soit par des procédés d'épitaxie spécifiques (croissance de nanostructures, utilisation de couches « tampons »,...). Nous verrons ensuite comment le report, par collage moléculaire, de couches III-V sur Si est une alternative à l'hétéroépitaxie.

Une deuxième partie de la présentation sera consacrée à la description de différents types de microlasers III-V/Si. Nous montrerons que l'association de ces matériaux n'est pas seulement une contrainte mais offrent, aux technologies laser, des possibilités inégalées.

Nous conclurons par une discussion sur les potentialités qu'offrirait un accroissement de l'hétérogénéité sur les puces, en associant sur silicium, non seulement les semi-conducteurs III-V, mais aussi d'autres matériaux fonctionnels tels que des oxydes métallique ou le graphène.

Références

- [1] Voir par exemple <u>http://optics.org/indepth/3/2/4</u>
- [2] J. Liu et al., Semicond. Sci. Technlo. 27, 094006 (2012)
- [3] C. Sciancalepore et al., SPIE Newsroom: <u>http://spie.org/x92213.xml</u> (2013)

Vers une imagerie structurale des cellules rétiniennes in vivo

M. Paques

Centre d'Investigation Clinique 503, Hôpital des Quinze-Vingts, 28 rue de Charenton, 75012 Paris, France michel.paques@gmail.com

Le diagnostic et le suivi des traitements des maladies de la rétine, la cause la plus importante de cécité dans les pays développés, repose de plus en plus sur l'imagerie optique dont différentes technologies se sont imposées dans la pratique clinique. L'optique adaptative (OA) est utilisée pour l'étude des maladies rétiniennes depuis une quinzaine d'années en laboratoire, plus récemment en clinique. Les progrès techniques ont permis d'obtenir depuis quelques années des systèmes robustes et d'utilisation relativement aisée, permettant aux cliniciens de de développer des modèles d'interprétation des images obtenues à partir d'une expérience clinique qui s'élargit de manière exponentielle. Ceci a permis en particulier de démontrer qu'au-delà de l'imagerie des seuls photorécepteurs, cible pour laquelle la technologie a été initialement développée, l'OA permet une analyse à l'échelle microscopique de nombreuses structures rétiniennes impliquées dans les maladies rétiniennes les plus courantes telles que la dégénérescence maculaire liée à l'âge et l'hypertension artérielle. Ceci devrait à terme modifier en profondeur le suivi des patients sous traitement. Cependant, la modélisation de l'interaction lumière-cellules rétiniennes est encore incomplète, pénalisant l'interprétation sémiologique et donc l'intégration en clinique. Une meilleure compréhension de ces interactions permettra à la fois d'orienter le design des systèmes d'OA tout en augmentant son intéret médical.