

## TABLE DES MATIERES

### Lundi 4 juillet 2016

#### 14:00 - Cérémonie d'ouverture - Session plénière 1

##### Grand Amphi

14:00	Mot de bienvenue pour le comité scientifique commun et le comité d'organisation local, Philippe LALANNE	
14:05	Ouverture par le président de la SFO, Benoît BOULANGER	
14:15	Mot introductif par le président de l'Université de Bordeaux, Manuel TUNON de LARA	
14:25	Cluster d'excellence de l'université de Bordeaux LAPHIA, Lionel CANIONI	
14:35	Le pôle de compétitivité Route des lasers, Jean Pierre GIANNINI ou Hervé FLOCH	
14:45	<b>L'effet Hong Ou et Mandel: au cœur de la seconde révolution quantique</b>	
	<u>A. Aspect</u> .....	1

### Mardi 5 juillet 2016

#### 16:00 - Session plénière 2

##### Grand Amphi

16:00	<b>Quantum optics in photonic nanostructures using high-energy electrons</b>	
	<u>A. Polman</u> .....	2
16:40	<b>Confinement moléculaire : une nouvelle voie pour la nanophotonique?</b>	
	<u>M. Blanchard-Desce</u> .....	4
17:10	Lauréat du grand prix Léon Brillouin	

### Mercredi 6 juillet 2016

#### 16:00 - Session plénière 3

##### Grand Amphi

16:00	<b>Des miroirs hors norme à l'écoute de l'espace-temps</b>	
	<u>J. Degallaix, L. Balzarini, V. Dolique, R. Flamino, D. Forest, M. Granata, B. Lagrange, L. Pinard, C. Michel, N. Straniero, J. Teillon et G. Cagnoli</u> .....	7
16:30	<b>Étude du trou noir super-massif au centre de la Galaxie avec l'instrument GRAVITY</b>	
	<u>G. Perrin</u> .....	10
17:00	<b>Arrêter la lumière dans une fibre: la rencontre des atomes froids et de la nanophotonique</b>	
	<u>J. Laurat</u> .....	13
17:30	<b>Art et astronomie. Impressions célestes</b>	
	<u>Y. Nazé</u> .....	16

### Jeudi 7 juillet 2016

#### 14:00 - Session plénière 4

##### Grand Amphi

14:00	<b>Générer et manipuler des photons uniques avec des atomes artificiels</b>	
	<u>P. Senellart</u> .....	18
14:35	<b>Dynamiques ultrarapides paradoxales dans les lasers à fibre optique</b>	
	<u>P. Grellu</u> .....	19
15:10	<b>Génération d'harmoniques, molécules chirales et dynamiques ultrarapides</b>	
	<u>S. Beaulieu, A. Comby, R. Géneaux, V. Blanchet, D. Descamps, A. Ferré, G. Garcia, Y. Mairesse, E. Mével, L. Nahon, S. Petit, B. Pons, T. Ruchon et B. Fabre</u> .....	21

15:40	<b>2015, Année de la Lumière en France est un immense succès !</b> <i>C. Subran</i> .....	24
16:00	Clôture et remerciements	

## Mardi 5 juillet 2016

### 14:00 - Rencontres pédagogiques

#### Grand Amphi

14:00	<b>Quelques opticiennes (pas assez) célèbres</b> <i>C. Champenois</i> .....	25
14:20	<b>Le MOOC 'Physique des objets de quotidien'</b> <i>U. Delabre</i> .....	26
14:35	<b>Une approche expérimentale de l'optique en licence</b> <i>G. Latour, M. Godard et V. Guillet</i> .....	27
14:55	<b>Le plateau pédagogique laser de l'Université de Bordeaux au service de la formation initiale et continue</b> <i>I. Manek-Höninger</i> .....	28
15:10	<b>Mallette pédagogique pour l'holographie : comment faire des expériences pour l'enseignement supérieur en s'affranchissant simplement des vibrations parasites</b> <i>A. Escarguel et R. Baude</i> .....	29

### 14:00 - Session industrielle

#### Amphi D

14:00	<b>Photonique mondiale, stratégie et perspectives</b> <i>C. Subran</i> .....	30
14:15	<b>CNOP - Photonique française, actions et perspectives</b> <i>P. Brégi</i> .....	31
14:30	<b>ALPhANOV - Création d'entreprises autour des lasers à fibres: enjeu de l'intégration</b> <i>B. Appert-Collin</i> .....	32
14:45	<b>POIETIS, La start-up à l'interface photonique - bioimpression tissulaire</b> <i>B. Viellerobe</i> .....	33
15:00	<b>Accélérateur innovants de particules et de rayonnement par laser ultra-intense</b> <i>F. Sylla</i> .....	34
15:15	Présentations flash de 5 minutes	

### 17:30 - Assemblée Générale de la SFO

#### Grand Amphi

17:30 Assemblée Générale

### 18:30 - Session étudiante

#### Grand Amphi

18:30 Quiz

## Lundi 4 juillet 2016

## **16:00 - COLOQ - Laser & Métrologie**

### **Amphi B**

16:00	<b>Génération d'harmoniques d'ordres élevés dans les gaz par laser femtoseconde de haute énergie</b> <i>L. Quintard, O. Hort, J. Nejdil, C. Ballage, A. Dubrouil, F. Catoire, V. Strelkov, D. Descamps, E. Mével et E. Constant</i> .....	35
16:45	<b>Remote Sr-Sr optical clock comparison with an international fiber link</b> <i>P.-E. Pottie, A. Al-Masoudi, A. Amy-Klein, S. Bilicki, E. Bookjans, E. Camisard, C. Chardonnet, N. Chiodo, P. Delva, H. Denker, S. Dörscher, C. Grebing, G. Grosche, S. Häfner, A. Koczwar, S. Koke, A. Kuhl, T. Legero, R. Le Targat, C. Lisdat, J. Lodewyck, O. Lopez, D. Nicolodi, N. Quintin, S. Raupach, J.-L. Robyr, C. Shi, H. Schnatz, F. Stefani et F. Wiotte</i> .....	37
17:30	<b>Vecsel Monofréquence et bifréquence pour le traitement du signal</b> <i>G. Baili, A. Joly, M. Alouini, L. Morvan, J.-M. George, G. Lucas-Leclin, P. Dumont, I. Sagnes, F. Bretenaker et D. Dolfi</i> .....	39
18:00	<b>Les lasers stabilisés</b> <i>F. Bondu</i> .....	41

## **Mardi 5 juillet 2016**

### **8:45 - COLOQ - Photonique & Spectroscopie Non-Linéaire (PHONON)**

#### **Amphi B**

8:45	<b>Les fibres topographiques : un nouveau degré de liberté en optique non-linéaire</b> <i>A. Kudlinski, M. Conforti, A. Bendhamane, F. Copie, F. Braud, S. Trillo et A. Mussot</i> .....	42
9:30	<b>Modelocking of Terahertz Quantum Cascade Lasers for Short Pulse Generation</b> <i>F. Wang, K. Maussang, H. Nong, J. Mangeney, J. Tignon et S. Dhillon</i> .....	44
10:00	<b>Optique non-linéaire térahertz</b> <i>J. Degert, M. Cornet, E. Abraham et E. Freysz</i> .....	46

## **Mercredi 6 juillet 2016**

### **8:45 - COLOQ - Systèmes hybrides pour l'interaction lumière/matière (SHYLM)**

#### **Amphi B**

8:45	<b>Single molecules Optical Nanoscopy</b> <i>B. Lounis</i> .....	48
9:30	<b>Chauffage optique de nanoparticules d'or et applications en physique, chimie et biologie</b> <i>G. Baffou</i> .....	49
10:00	<b>Nano-optomécanique : des liquides aux phénomènes collectifs</b> <i>E. Gil-Santos, B. Guha, P. Allain, W. Hease, C. Gomez, A. Lemaître, G. Leo et L. Favero</i> .....	51

### **11:00 - COLOQ - Ingénierie Quantique (IngeQ)**

#### **Amphi B**

11:00	<b>Interférométrie quantique en lumière blanche - Application à la mesure de la dispersion chromatique</b> <i>F. Kaiser, D. Aktas, P. Vergyris, C. Babin, L. Labonté et S. Tanzilli</i> .....	52
11:30	<b>Quantum simulation of Ising-type Hamiltonians in tunable 2D arrays of single Rydberg atoms</b> <i>D. Barredo, H. Labuhn, S. Ravets, S. De Léséleuc, T. Macrì, T. Lahaye et A. Browaeys</i> .....	54
12:00	<b>De la détection des ondes gravitationnelles à l'optomécanique quantique</b> <i>P.-F. Cohadon</i> .....	56

## **Jeudi 7 juillet 2016**

## **8:45 - COLOQ/PAMO-JSM - Ions, Molécules, Atomes**

### **Grand Amphi**

8:45	<b>L'effet Casimir : l'Optique quantique dans le vide</b> <i>R. Guerout, G. Dufour, S. Reynaud et A. Lambrecht</i> .....	58
9:30	<b>Coherent population trapping of a single nuclear spin under ambient conditions</b> <i>P. Jamonneau, G. Hétet, A. Dréau, J.-F. Roch et V. Jacques</i> .....	60
10:00	<b>Magnétisme quantique et refroidissement par distillation de spin dans un gaz quantique dipolaire</b> <i>B. Naylor, S. Lepoutre, E. Maréchal, O. Gorceix, P. Pédri, B. Laburthe-Tolra et L. Vernac</i> .....	61

## **11:00 - COLOQ/PAMO-JSM - Ions, Molécules, Atomes**

### **Grand Amphi**

11:00	<b>High Resolution Overtone Spectroscopy and Dynamics of Small Molecules: Trends and Challenges</b> <i>M. Herman</i> .....	62
11:30	<b>Un diagnostic rapide et efficace pour les très longues chaînes d'ions en piège</b> <i>M.R. Kamsap, C. Champenois, J. Pedregosa-Gutierrez et M. Knoop</i> .....	63
12:00	<b>Des nouveaux spectromètres optiques pour l'étude du couplage climat-géochimie</b> <i>R. Grilli, D. Romanini, J. Chappellaz, O. Alemany, J. Triest, E. Kerstel et T. Subglacior</i> .....	65

## **Stands pédagogiques**

S0	<b>Mallette pédagogique pour l'holographie : comment faire des expériences pour l'enseignement supérieur en s'affranchissant simplement des vibrations parasites</b> <i>A. Escarguel et R. Baude</i> .....	66
S1	<b>HOBIT : Hybrid optical benches for innovative teaching</b> <i>B. Bousquet, L. Canoni, J.-P. Guillet, M. Hachet, S. Fleck, D. Furio, B. Coulais et J. Bergognat</i> .....	67
S2	<b>La tomographie par cohérence optique : un projet expérimental</b> <i>G. Latour, M. Godard, V. Guillet et M. Jacquy</i> .....	68
S3	<b>VP2L : Un Serious Game en réalité virtuelle 3D appliqué à la formation aux technologies optique et laser</b> <i>L. Dutertre, B. Fabre, E. D'Humières, S. Petit, D. Lyoen, J. Dronval, E. Boeri et E. Cormier</i> .....	69
S4	<b>Un ensemble polyvalent d'expériences optiques de démonstration</b> <i>R. Mathevet</i> .....	70

## L'EFFET HONG OU ET MANDEL: AU CŒUR DE LA SECONDE REVOLUTION QUANTIQUE

Alain Aspect<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut d'Optique Graduate School, 2 avenue augustin fresnel, 91127 Palaiseau, France

[alain.aspect@institutoptique.fr](mailto:alain.aspect@institutoptique.fr)

### RÉSUMÉ

On sait que la seconde révolution quantique repose sur l'intrication, découverte par Einstein et Schrödinger en 1935, et dont le caractère extraordinaire est mis directement en évidence par la violation expérimentale des inégalités de Bell. Bien que découvert après ces expériences, en 1986, l'effet Hong Ou et Mandel, lui aussi basé sur l'intrication, est conceptuellement plus simple. Dans notre programme visant à revisiter les grandes étapes de l'optique quantique en remplaçant les photons par des atomes, nous avons récemment réussi à observer l'effet Hong Ou et Mandel avec des atomes d'hélium métastable. Après avoir présenté l'effet Hong Ou et Mandel original et expliqué son importance dans le développement de l'optique quantique, je décrirai notre expérience récente, et évoquerai nos projets de tests des inégalités de Bell avec des atomes intriqués.

**MOTS-CLEFS :** *effet hong ou et mandel ; optique quantique ; atome intriqué*

# QUANTUM OPTICS IN PHOTONIC NANOSTRUCTURES USING HIGH-ENERGY ELECTRONS: FEMTOSECOND PLASMONIC AND PHOTONIC WAVEPACKETS ON METASURFACES

**Albert Polman**

*Center for Nanophotonics, FOM Institute AMOLF, Amsterdam, the Netherlands*

[polman@amolf.nl](mailto:polman@amolf.nl)

## RÉSUMÉ

We use 30 keV electrons to create femtosecond plasmonic and photonic wave packets from metallic and dielectric metasurfaces, determining their polarization- and angle-resolved emission spectra, resonant modal field density of states and dispersion, and 3D tomographic field reconstructions.

**MOTS-CLEFS :** *cathodoluminescence, metasurfaces, wavepackets*

## 1. INTRODUCTION

A fast electron beam passing through the surface of a polarizable material generates a single-cycle electric field oscillation near the surface that couples strongly to the free or bound electrons in the material. This ultrafast field oscillation presents a spectrally broadband excitation from deep UV to near IR, and the nanoscale electron probe size results in deep-subwavelength spatial excitation resolution. Indeed, electron beam excitation is one of the purest forms of optical excitation, directly addressing the quantum nature of optical matter.

## 2. EXPERIMENTS AND RESULTS

We use a 30 keV electron beam to create femtosecond plasmonic and photonic wave packets from metallic and dielectric metasurfaces. The electron beam is raster-scanned over the sample while the emitted light is collected (“cathodoluminescence”). In this way an optical excitation map is made that reflects the local optical density of states, at a spatial resolution well below the optical diffraction limit.

From the images the dispersion and local modes of resonant plasmonic and dielectric nanostructure are directly determined. In angle-resolved mode, the azimuthal and zenithal CL emission distributions are measured, probing the angular radiation profile of optical nanoantennas and allowing for momentum spectroscopy to reconstruct the optical band structure in photonic and plasmonic crystals. In polarization-resolved mode, the full polarization state of the emitted light is determined, allowing distinction between linearly and circularly polarized light in a spatially and angle-resolved way. In tomographic mode, 2D CL images are taken under multiple angles of incidence, and a 3D image of the local field distributions is obtained from a tomographic construction. We perform analytical calculations of the time evolution of the plasmonic and photonic fields and show they correspond to wave packets composed of 5-10 optical cycles.



Figure 1. Cathodoluminescence microscope developed at AMOLF using a 30 keV electron beam and a parabolic mirror light collector.

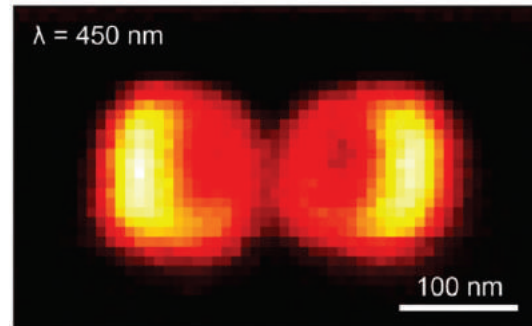


Figure 2. Cathodoluminescence image of  $p_x$ - $p_x$  hybridized silicon Mie resonator bonding modal field at  $\lambda=450$  nm.

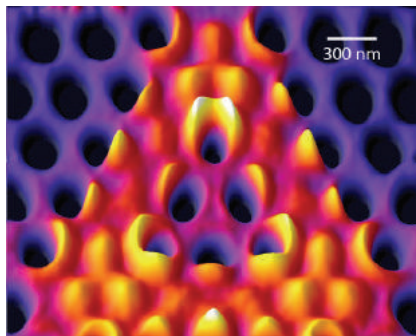


Figure 3. Cathodoluminescence microscopy image of photonic crystal cavity field distribution in SiN membrane, taken at  $\lambda=700$  nm.

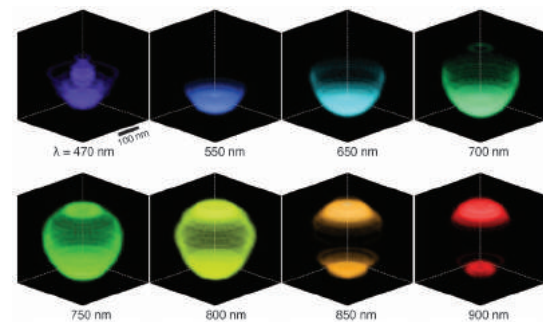


Figure 4. 3D Tomographic reconstruction of localized modes in PMMA/Au core-shell cusp cavity measured with cathodoluminescence.

## RÉFÉRENCES

- [1] For details: see: [www.erbium.nl/arcis](http://www.erbium.nl/arcis)
- [2] Direct imaging of hybridized eigenmodes in coupled silicon nanoparticles, J. van de Groep, T. Coenen, S.A. Mann, and A. Polman, *Optica* **3**, 93 (2016)
- [3] Nanoscale spatial coherent control over the modal excitation of a coupled plasmonic resonator system, T. Coenen, D.T. Schoen, S.A. Mann, S.R.K. Rodriguez, B.J.M. Brenny, A. Polman, and M.L. Brongersma, *Nano Lett.* **15**, 7666 (2015)
- [4] Nanoscale optical tomography with cathodoluminescence spectroscopy, A. Atre, B.J.M. Brenny, T. Coenen, A. Polman and J.A. Dionne, *Nature Nanotech.* **10**, 429 (2015)
- [5] Experimental verification of  $n=0$  structures for visible light, E.J.R. Vesseur, T. Coenen, H. Caglayan, N. Engheta, and A. Polman, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 013902 (2013)
- [6] Deep-subwavelength imaging of the modal dispersion of light, R. Sapienza, T. Coenen, J. Renger, M. Kuttge, N.F. van Hulst, and A. Polman, *Nature Mater.* **11**, 781 (2012)

## CONFINEMENT MOLECULAIRE: UNE NOUVELLE VOIE POUR LA NANOPHOTONIQUE ?

Mireille Blanchard-Desce

Institut des Sciences Moléculaires UMR CNRS 5255, Université de Bordeaux, 33405 Talence, France

[mireille.blanchard-desce@u-bordeaux.fr](mailto:mireille.blanchard-desce@u-bordeaux.fr)

### RÉSUMÉ

Une approche « bottom-up » exploitant le confinement moléculaire permet d'accéder à des nanoparticules hyperbrillantes, accordables et présentant des réponses optiques exaltées, d'intérêt majeur pour l'imagerie.

**MOTS-CLEFS :** *nanophotonique, fluorescence, absorption non-linéaire*

### 1. INTRODUCTION

Le champ de la nanophotonique connaît actuellement un fort développement lié tant à la recherche de propriétés et comportements inédits qu'aux potentialités ouvertes dans différents domaines allant de l'énergie aux sciences du vivant. Les nanomatériaux qui ont suscité le plus d'intérêt dans ce domaine sont essentiellement inorganiques (i.e. métalliques, semi-conducteurs, oxydes...). Toutefois la voie « tout-organique » et plus particulièrement celle basée sur l'utilisation de petites molécules spécialement adaptées constitue une piste particulièrement prometteuse.<sup>[1]</sup> Ainsi, si les quantum dots sont associés à des développements majeurs en imagerie (*in vivo*, super-résolution...) et leur succès lié à leurs remarquables propriétés optiques, ils présentent toutefois certaines limitations en termes de biodégradabilité et de toxicité. Par ailleurs, du fait du confinement quantique, la modulation de leur taille s'accompagne d'une modulation de leur fluorescence (i.e. déplacement vers les plus grandes longueurs d'onde avec l'augmentation de taille). Dans ce contexte nous avons mis en place une démarche « bottom-up » basée sur le *confinement moléculaire* de chromophores organiques originaux au sein de nanoparticules « tout-organiques ». Notre but était d'accéder à des nanoparticules luminescentes de taille et couleur indépendamment contrôlables, hyperbrillantes, stables en milieu biologique, biocompatibles et présentant une excellente photostabilité. La réalisation de tels nano-objets photoniques - à base exclusive de molécules- constituait toutefois un défi tant en termes de stabilité, qu'en termes de propriétés optiques dans la mesure où les fluorophores organiques sont connus pour leur plus faible brillance et leur moins bonne résistance au photoblanchiment, vis-à-vis notamment des quantum dots.

### 2. UNE STRATEGIE BOTTOM-UP BASEE SUR LE CONFINEMENT DE CHROMOPHORES MULTIPOLAIRES POLARISABLES

L'approche mise en œuvre s'appuie sur une classe de nanoparticules relativement récente et présentant néanmoins des potentialités majeures en optique: les nanoparticules fluorescentes à base de petites molécules (aussi désignées par l'acronyme FONs pour Fluorescent Organic Nanoparticles).<sup>[1]</sup> Ces nanoparticules peuvent être préparées dans l'eau, par simple auto-agrégation spontanée de molécules particulières (i.e. spécifiquement « conçues pour »). Cette approche repose sur une véritable « ingénierie » des sous-unités moléculaires (i.e. chromophores) constituant la nanoparticule et une maîtrise des effets d'interactions entre ces sous-unités. Cette double contrainte est une des caractéristiques majeures des nanoparticules à base de molécules, à l'origine à la fois de leur spécificité, de leur richesse et de leur complexité. En effet, dans le cas des nanoparticules incorporant des colorants organiques classiquement utilisées (i.e. à base de silice, de polymères, de lipides, ou de tensioactifs), les molécules de colorants sont dispersées et n'interagissent pas (ou peu)



entre-elles. La situation est tout autre dans le cas des FONs car ce sont au contraire les forces intermoléculaires qui en assurent la cohésion, produisant des édifices organisés et stables dans l'eau. Au-delà, ces interactions peuvent être manipulées et exploitées pour *modifier* les caractéristiques optiques des nanoparticules. Le design des FONs relève donc d'un exercice subtil de « lego moléculaire interactif » dans lequel non seulement la nature des sous-unités moléculaires joue un rôle mais leur assemblage module leur couleur et leur brillance. Le choix des unités chromophoriques et de leur mode d'interaction est donc déterminant et la démarche d'ingénierie doit intégrer les deux niveaux. Dans ce contexte, la stratégie que nous avons mis en œuvre repose sur le design et l'utilisation de *chromophores multipolaires polarisables* (dipolaires, quadrupolaires, octupolaires) spécifiquement dédiés (Figure 1).

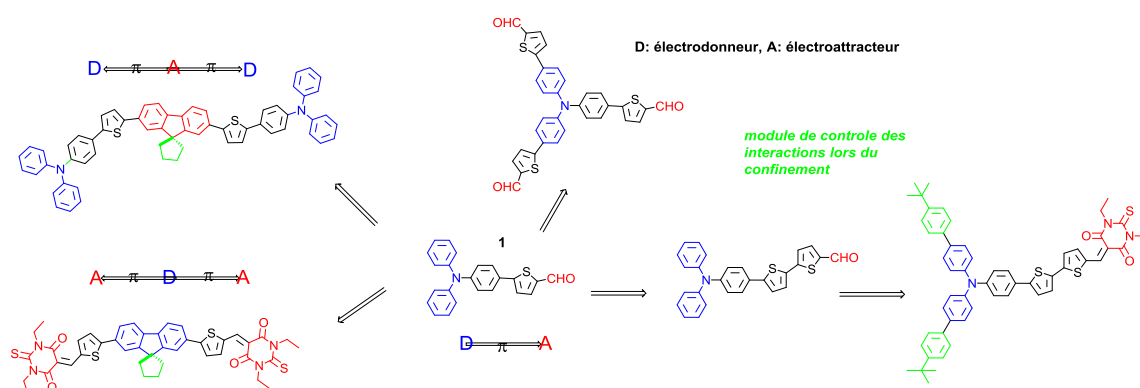


Fig. 1 : Exemples de chromophores multipolaires polarisables dédiés à l'élaboration de nanoparticules organiques ultra-brillantes et accordables.

La structure des chromophores (D, A, connecteur  $\pi$  conjugué) permet de moduler aisément leurs propriétés d'absorption et de fluorescence et leur confère des propriétés optiques non-linéaires marquées. De tels systèmes sont de plus destinés à engendrer de fortes *interactions électrostatiques* lors de leur confinement. La stratégie choisie consiste à la fois à *amplifier* (en jouant sur les distances et les dipôles locaux) et à *orienter* (en jouant sur la topologie de la molécule et sa géométrie) ces interactions pour moduler et exalter les réponses optiques lors du confinement moléculaire. Ceci concerne tant (i) la luminescence (via l'intervention de couplages excitoniques pouvant conduire à une amplification et décalage de l'émission) que (ii) les réponses optiques non-linéaires.

La nature même de ces chromophores (polarité *et* polarisabilité élevées) ouvrait des possibilités jusqu'alors inexplorées et nous a effectivement permis d'accéder à une palette de nanoparticules de tailles modulables (5-50 nm) et couleurs variées (balayant le visible jusqu'au proche infra-rouge), présentant de plus des brillances comparables, voire très supérieures à celles des quantum dots.<sup>[2-6]</sup> Il est de plus possible d'exalter les réponses optiques non-linéaires et la luminescence de telles nanoparticules en pilotant en amont les interactions,<sup>[6]</sup> mais également de développer des *nanoparticules tout-organiques cœur-écorce* qui présentent à la fois un confinement de la luminescence à l'interface entre le cœur et l'écorce et une exaltation des réponses optiques.<sup>[7]</sup>

### 3. VERS DES NANOTRACEURS HYPERBRILLANTS POUR L'IMAGERIE DU VIVANT

L'ingénierie moléculaire des sous-unités chromophoriques constituant la nanoparticule permet également de moduler les propriétés de surface des nanoparticules. Ces dernières sont très importantes car elles déterminent la stabilité des nanoparticules et influent fortement sur leur devenir en milieu biologique, un paramètre crucial pour l'utilisation de ces nanoparticules comme traceurs ou marqueurs en imagerie du vivant. Ainsi des nanoparticules *ultrabrillantes biocompatibles* et *extrêmement* stables en milieu biologique ont pu être obtenues et utilisées en

imagerie *in vivo* (microscopie biphotonique) pour réaliser l'angiographie sur le petit animal<sup>[2]</sup> et en démontrer l'innocuité. Plus encore, il est possible en jouant sur la nature des sous-unités chromophoriques, de produire des nanoparticules dotées d'une remarquable résistance au photoblanchiment. Cette propriété (inédite pour les composés organiques) permet de réaliser un suivi spatio-temporel de particules uniques, ouvrant la voie à une *imagerie dynamique multicolore* aussi bien en milieu aqueux qu'à l'intérieur des cellules (Figure 2).<sup>[4,7]</sup>

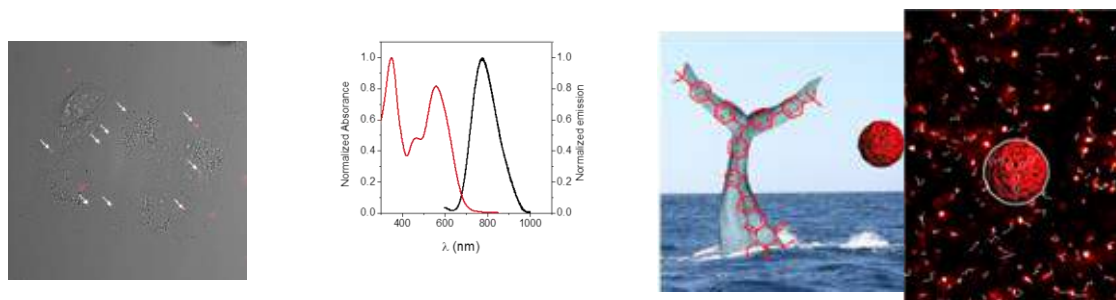


Fig. 2 : Imagerie de nanoparticules hyper-brillantes émettrices dans le proche IR (HIFONs) dans des cellules COS (gauche) et suivi dans l'eau (droit) <sup>[4]</sup>

## CONCLUSION

Le confinement contrôlé de modules chromophoriques « interactifs » multipolaires et polarisables constitue une approche originale qui permet d'accéder à des nanoparticules hyperbrillantes et biocompatibles, combinant brillances exceptionnelles et (stabilité et) photostabilité remarquables, tout en s'affranchissant des problèmes de toxicité intrinsèque aux nanoparticules semi-conductrices. De ce fait, ces nano-objets ouvrent des perspectives très importantes en imagerie du vivant et nanoscopie. De plus des effets de confinement de luminescence et d'exaltation des propriétés optiques non-linéaires inédits ouvrent un nouveau champ en nanophotonique moléculaire.

## RÉFÉRENCES

- [1] A. Patra, C. G. Chandaluri, and T. P. Radhakrishnan, "Optical materials based on molecular nanoparticles," *Nanoscale*, vol. 4, 343-359, 2012.
- [2] V. Parthasarathy, S. Fery-Forgues, E. Campioli, G. Recher, F. Terenziani, and M. Blanchard-Desce, "Dipolar versus Octupolar Triphenylamine-Based Fluorescent Organic Nanoparticles as Brilliant One- and Two-Photon Emitters for (Bio)imaging", *Small*, vol. 7, pp. 3219-3229, 2011.
- [3] K. Amro, J. Daniel, G. Clermont, T. Bsaibess, M. Pucheault, E. Genin, M. Vaultier, and M. Blanchard-Desce, "A New Route towards Fluorescent Organic Nanoparticles with Red-shifted Emission and Increased Colloidal Stability," *Tetrahedron*, vol. 70, pp. 1903-1909, 2014.
- [4] E. Genin, Z. Gao, J. A. Varela, J. Daniel, T. Bsaibess, I. Gosse, L. Groc, L. Cognet, and M. Blanchard-Desce, "«Hyper-bright» Near-Infrared Emitting Fluorescent Organic Nanoparticles for Single Particle Tracking," *Adv. Mater.*, vol. 26, pp. 2258-2261, 2014.
- [5] J. Daniel, A. G. Godin, M. Palayret, B. Lounis, L. Cognet, and M. Blanchard-Desce, "Innovative molecular-based fluorescent nanoparticles for multicolor single particle tracking in cells," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 49, pp. 084002-084012, 2016.
- [6] J.-B. Verlhac, J. Daniel, P. Pagano, G. Clermont, and M. Blanchard-Desce, "Enhanced two-photon brightness in molecular-based organic nanoparticles built from articulated-dipoles", *C. R. Chimie*, vol. 19, pp. 28-38, 2016.
- [7] E. Campioli, C. Rouxel, M. Campanini, L. Nasi, M. Blanchard-Desce, F. Terenziani, "Enforcing Luminescence at Organic Nanointerfaces: Luminescence Spatial Confinement and Amplification in Molecular-Based Core-Shell Nanoparticles," *Small*, vol.9, pp. 1982-1988, 2013; E. Campioli, D.-M. Nikolaidou, V. Hugues, M. Campanini, L. Nasi, M. Blanchard-Desce, F. Terenziani, "Amplified Two-Photon Brightness in Organic Multicomponent Nanoparticles," *J. Mater. Chem. C*, vol. 3, pp. 7483-7491, 2015.

## DES MIROIRS HORS NORME À L'ÉCOUTE DE L'ESPACE-TEMPS

Jérôme Degallaix<sup>1</sup>, Laurent Balzarini<sup>1</sup>, Vincent Dolique<sup>1</sup>, Raffaele Flaminio<sup>2</sup>, Danièle Forest<sup>1</sup>, Massimo Granata<sup>1</sup>, Bertrand Lagrange<sup>1</sup>, Laurent Pinard<sup>1</sup>, Christophe Michel<sup>1</sup>, Nicolas Straniero<sup>1</sup>, Julien Teillon<sup>1</sup>, Gianpetro Cagnoli<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Laboratoire des Matériaux Avancés (LMA), IN2P3/CNRS, 69100 Villeurbanne, France*

<sup>2</sup> *National Astronomical Observatory of Japan, 2-2-1 Osawa, Mitaka, 181-8588 Tokyo, Japon*

j.degallaix@lma.in2p3.fr

### RÉSUMÉ

Dans cette article les défis dans la réalisation des grandes optiques des détecteurs interférométriques d'ondes gravitationnelles sont présentés. Ces instruments, de plusieurs kilomètres de long, utilisent les optiques les plus précises jamais réalisées, et ce, tant au niveau du polissage que du dépôt.

**MOTS-CLEFS :** *Miroirs ; Ondes gravitationnelles ; Dépôts ;*

### 1. A L'AUBE D'UNE NOUVELLE ASTRONOMIE

Le 11 Février 2016 e été marqué par l'annonce par la collaboration LIGO et Virgo de la première détection directe des ondes gravitationnelles sur Terre [1]. Cet évènement marque le début d'une révolution avec un moyen d'observation totalement inédit, sensible aux perturbations mêmes de l'espace temps. Outre que cette découverte confirme de manière éclatante la théorie de la Relativité Générale dans des régimes jamais testés auparavant, elle ouvre aussi une nouvelle fenêtre sur l'univers. Cette nouvelle astronomie va permettre de comprendre les mécanismes de formation des trous noirs massifs, de recenser les objets binaires comme les couples d'étoiles à neutron, de comprendre la nature des pulsars ou bien l'origine des sursauts de rayons gamma. Et ceci n'est possible qu'avec des détecteurs interférométriques qui repoussent les limites de la technologie.

### 2. DES INTERFÉROMÈTRES DE L'EXTRÊME

Le principe du détecteur d'onde gravitationnelle est basée sur un interféromètre de Michelson géant. En particulier, les deux bras perpendiculaires sont des cavités Fabry-Pérot longues de plusieurs kilomètres. Le schéma optique simplifié du détecteur est présenté sur la figure 1.

Le miroir de fond des cavités des bras est extrêmement réfléchissant (transmission de quelques ppm), ce qui a pour conséquence que toute la lumière incidente sur la cavité est aussi réfléchi par celle-ci. Comme le détecteur opère sur la frange noire (peu de lumière arrive sur la détection), une grande majorité de la lumière du laser retourne vers celui-ci. Afin qu'elle ne soit pas perdue, un miroir dit de recyclage de puissance est inséré entre le laser et le Michelson. De même, un miroir dit de recyclage de signal est inséré entre la séparatrice et le système de détection afin de changer la réponse optique du détecteur. Cette technique permet d'ajuster la gamme de fréquences où le détecteur est le plus sensible.

Le laser du détecteur est de 200 W, mais seulement 125 W atteignent l'entrée de l'interféromètre au niveau du miroir de recyclage de puissance. Typiquement 5 kW circulent dans partie centrale et jusqu'à 600 kW dans les bras pour le détecteur Virgo en Italie. Pour contrecarrer les effets thermiques dus à ces fortes puissances, les interféromètres ne peuvent fonctionner qu'avec un système de compensation thermique perfectionné, tant au niveau des senseurs que des actuateurs.

Afin de limiter l'effet de lentille thermique et du bruit thermique Brownien des miroirs, il est souhaitable d'avoir un faisceau laser le plus étendu possible. De ce fait, la taille du faisceau est de l'ordre de 5 cm de rayon sur les miroirs de l'interféromètre. Donc pour limiter les pertes, les optiques font 350 mm de diamètre de 35 mm d'épaisseur (lame compensatrice) jusqu'à 200 mm pour les miroirs des bras. La séparatrice de part son orientation est la plus grande optique avec 550 mm de diamètre.

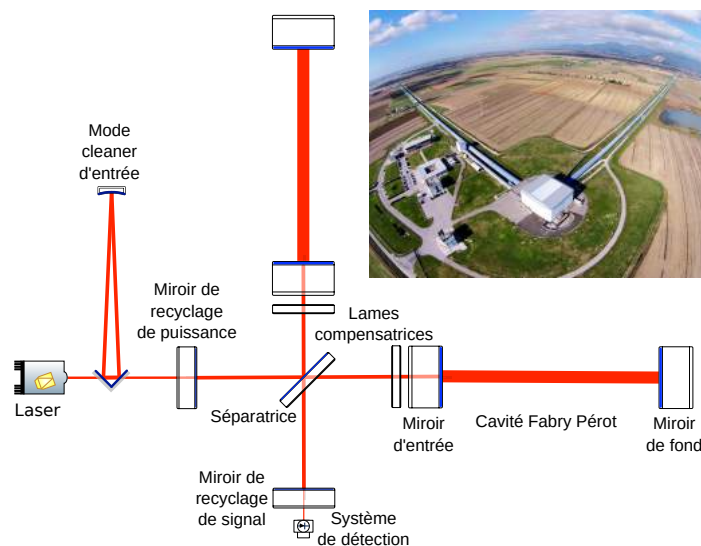


FIGURE 1 : Schéma optique typique d'un détecteur d'ondes gravitationnelles. Dans l'encart, une vue aérienne du détecteur Virgo en Italie avec ses bras perpendiculaires de 3 km de long.

### 3. LES SPÉCIFICATIONS TECHNIQUES DES OPTIQUES

Dans cette partie, nous allons nous focaliser sur les miroirs d'entrée et de fond des bras, qui sont les optiques les plus critiques et donc celles avec les spécifications les plus contraignantes. Nous prendrons l'exemple des miroirs pour Advanced Virgo [2], sachant que les paramètres pour Advanced LIGO sont très similaires.

Les substrats des miroirs sont faits dans du verre ultra-pur et mesurent 350 mm en diamètre pour 200 mm d'épaisseur. Il fut décidé de les tailler dans la dernière génération de verre Suprasil développée par Heraeus (Suprasil 3002) pour les miroirs d'entrée. Ce verre présente une très bonne homogénéité et une absorption en volume exceptionnellement basse de l'ordre de 0.2 ppm/cm à 1064 nm. Pour les miroirs de fond traversés par très peu de lumière, les contraintes sont moins strictes ; du Suprasil 312 a été choisi.

Afin de limiter les pertes de lumière par aller retour dans les bras de 3 km (but : moins de 75 ppm de lumière doit être perdue par aller retour), des spécifications très strictes au niveau de la planéité et de la rugosité ont été demandées aux polisseurs. Ici nous résumons, les trois principales spécifications :

- Rayons de courbure de 1420 m et 1683 m ( $\pm 10$  m) respectivement pour les miroirs d'entrée et de fond. Les 4 pièces pour chaque type de miroir, doivent avoir tous leurs rayons identiques à  $\pm 3$  m.
- Planéité inférieure à 0.5 nm RMS dans la partie centrale de 150 mm de diamètre (pour les fréquences spatiales inférieures à  $1 \text{ mm}^2$ ).
- Micro-rugosité inférieure à 1 Å RMS.

Les dépôts sur les substrats polis sont faits au LMA à Villeurbanne par la technique de pulvérisation par faisceau d'ions. Là aussi, les spécifications sont à la limite de la technologie avec sur la partie centrale :

- Planéité inférieure à 0.5 nm RMS après dépôt.
- Absorption inférieure à 0.5 ppm à 1064 nm.
- Diffusion inférieure à 10 ppm.
- Transmission des miroirs d'entrée  $T = 1.4 \pm 0.1\%$  avec  $\Delta T < 0.01\%$  pour les deux miroirs d'entrée.
- Transmission des miroirs de fond  $T = 4 \pm 1$  ppm.
- Dépôt anti-réfléchissant à 3 bandes (532, 800 et 1064 nm), avec  $R < 100$  ppm à 1064 nm.

#### 4. DES PERFORMANCES OPTIQUES INÉDITES

Malgré des spécifications de surface très contraignantes, le polissage de ces grandes pièces fut un succès. Il a fallu renouveler ce succès aussi pour le traitement de ces pièces.

Pour garantir la similitude des miroirs, deux substrats doivent être mis en même temps dans la machine de dépôt. De plus, pendant la déposition des couches minces les substrats se déplacent dans un mouvement planétaire afin d'atteindre les spécifications de planéité précisées aussi après dépôt. Après plusieurs années de recherche et développement au niveau de la technique de déposition et des matériaux utilisés [3], toutes les spécifications demandées ont pu être atteintes. Ici nous revenons sur quelques faits marquants.

La plus grande difficulté pour les dépôts venait des exigences de planéité. Un exemple de résultat est présenté en figure 2 avec une mesure de la surface du miroir avant et après dépôt avec la même échelle de couleur. Malgré l'ajout de  $6 \mu\text{m}$  pour rendre le substrat réfléchissant le RMS est seulement passé de  $0.3 \text{ nm}$  à  $0.4 \text{ nm}$  sur la partie centrale de  $150 \text{ mm}$  de diamètre.

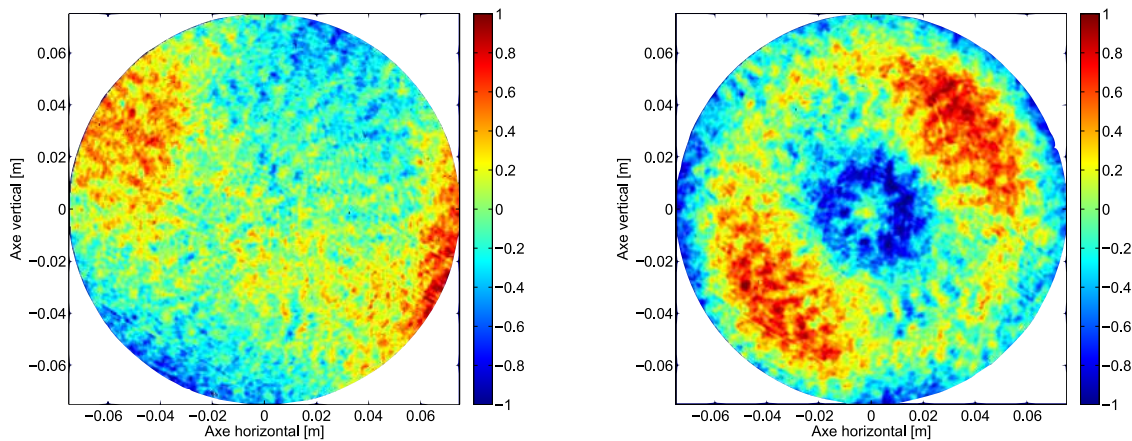


FIGURE 2 : Image de la planéité d'un miroir de fond avant (gauche) et après dépôt (droite). L'échelle de couleur est en nanometre et identique pour les deux images.

Une seconde difficulté importante était la qualité de l'anti-reflet. Un nouveau design d'empilement a été trouvé avec 16 couches et s'est avéré robuste par rapport aux erreurs de déposition. Ce qui a donné pour résultat, une réflexion inférieure à  $32 \pm 10 \text{ ppm}$  pour  $1064 \text{ nm}$  sur la partie centrale.

La similitude en transmission des miroirs d'entrée fut aussi un succès, avec une différence de transmission de  $0.002\%$ . La diffusion moyenne des miroirs a été mesurée sur la partie centrale à  $4 \text{ ppm}$  en moyenne.

#### 5. PERSPECTIVES

De par leur tailles et leurs spécifications, les miroirs des détecteurs d'ondes gravitationnelles ont repoussé les limites de la technologie. L'aventure ne s'arrête pas là, puisque déjà une nouvelle génération de détecteurs est prévue avec des optiques plus grandes et plus performantes pour des détecteurs toujours plus sensibles à l'écoute des murmures gravitationnels de l'univers.

#### RÉFÉRENCES

- [1] The LIGO and Virgo Collaborations, "Observation of gravitational waves from a binary black hole merger," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, pp. 061102, 2016.
- [2] Virgo Collaboration, "Advanced Virgo Technical Design Report," Virgo TDS link, 2012.
- [3] L. Pinard *et al.*, "Toward a new generation of low-loss mirrors for the advanced gravitational waves interferometers," *Opt. Lett.*, vol. 36, pp. 1407-1409, 2011.

## L'EXPLORATION DU TROU NOIR AU CENTRE DE LA GALAXIE AVEC GRAVITY

Guy Perrin<sup>1</sup>

<sup>1</sup> LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité

guy.perrin@obspm.fr

### RÉSUMÉ

Le centre de notre galaxie abrite un objet de 4 millions de fois la masse du Soleil, Sagittarius A\*, probablement un trou noir super-massif. L'interféromètre GRAVITY du VLTI a pour ambition de tester l'hypothèse du trou noir, d'en étudier la nature et d'explorer la gravitation en champ fort. Lancé en 2005, le projet a connu sa première lumière à la fin de 2015. Des premiers résultats sur Sagittarius A\* et son environnement sont attendus en 2017.

**MOTS-CLEFS :** *Trou noir ; centre galactique ; interférométrie ; infrarouge*

### 1. LE CŒUR DE LA VOIE LACTÉE

La Voie Lactée abrite en son centre une source radio intense et compacte, la plus intense dans cette région du ciel, Sagittarius A\* ou Sgr A\* [1]. Le centre galactique est constellé de sources ponctuelles dont la grande majorité sont des étoiles. Les étoiles les plus au centre, l'amas des étoiles S, jouent un rôle particulier dans la détermination de la nature de Sgr A\*.

### 2. LA NATURE DE SAGITTARIUS A\*

L'étude de leur mouvement est devenue possible grâce à la montée en puissance des techniques de haute résolution angulaire dans l'infrarouge, avec l'interférométrie des tavelures d'abord, puis avec l'optique adaptative ensuite. Les étoiles ont ainsi été suivies individuellement depuis les années 90 et leurs orbites ont pu être reconstruites. L'application de la troisième loi de Kepler fournit une estimation de la masse de l'objet central : environ 4 millions de masses solaires [2,3,4]. La Figure 1 montre les orbites reconstruites des étoiles les plus proches aujourd'hui connues ainsi que les mesures des positions de l'étoile S2. Une masse importante contenue dans un volume restreint pointe vers l'hypothèse que Sgr A\* serait un trou noir super-massif.

### 3. LES SURSAUTS DU CENTRE GALACTIQUE

Le flux provenant de Sgr A\* connaît des fluctuations dont certaines peuvent être aussi soudaines que violentes causant une augmentation de luminosité de quelques à plusieurs dizaines d'unités dans l'infrarouge proche et dans le domaine des rayons X [5]. Une hypothèse est qu'il s'agit de gaz chauffé sur la dernière orbite circulaire stable autour du trou noir, de diamètre égal ou triple de celui du trou noir, dépendant de son taux de rotation, c'est-à-dire mille fois plus près que la plus proche des étoiles S connues, S2. Si c'est le cas, ces sursauts sont un outil fantastique pour l'exploration du trou noir. Ils pourraient ainsi apporter la première preuve que seul un trou noir peut expliquer l'extraordinaire densité de masse car circonscrite à son horizon. Les sursauts sont potentiellement d'excellentes particules-test près de l'horizon pour l'étude de la gravitation en champ fort. Leur trajectoire pourrait permettre l'exploration de l'espace-temps de façon directe autour du trou noir et une étude *in situ* des effets de relativité générale en champ fort [6].

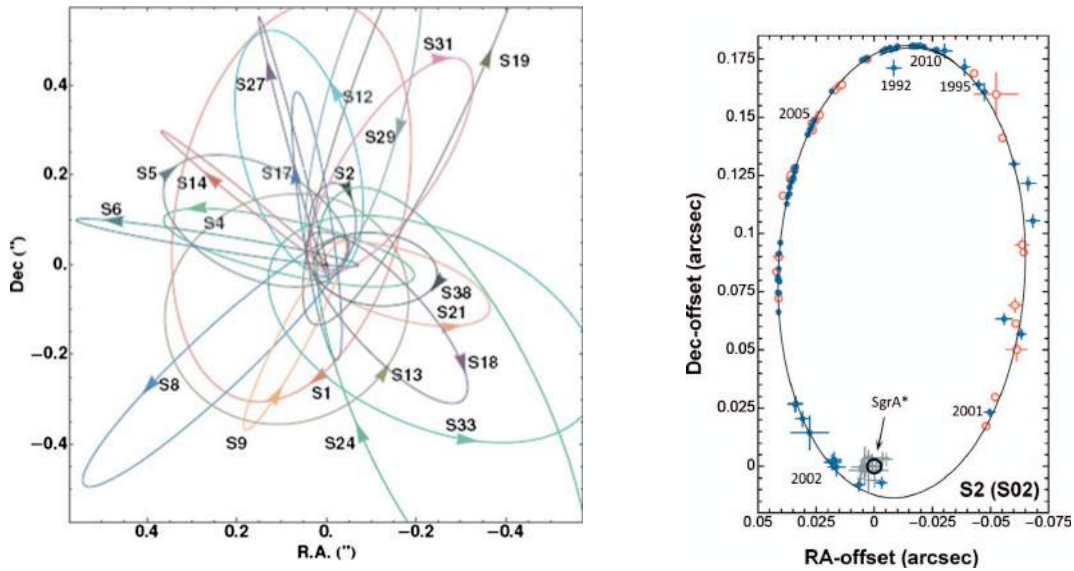


Fig. 1 : Gauche : la trajectoire des étoiles de l'amas S près atour du centre galactique [4]. Droite : les mesures obtenues sur l'étoile S2 et les mesures de position de Sgr A\* [2].

#### 4. LE CENTRE GALACTIQUE COMME LABORATOIRE DE LA GRAVITATION EN CHAMP FORT

Aucune mesure de la structure de l'espace-temps près d'un trou noir n'a pu être faite pour confronter la théorie de la relativité générale au cas le plus extrême. Les trous noirs sont des objets très compacts et ont de petites dimensions angulaires (des trous noirs stellaires comme Cygnus X-1 sont très proches mais de petite masse, des trous noirs au centre des galaxies sont super-massifs mais très distants). Sgr A\* est celui dont la dimension angulaire est la plus importante et ne mesure que  $53 \mu\text{as}$  ( $26 \times 10^{-11}$  rad). Il est donc *a priori* notre meilleure chance de tester la théorie de la relativité générale de façon directe en champ fort. C'est l'un des objectifs majeurs de l'instrument GRAVITY.

#### 5. L'INSTRUMENT GRAVITY SUR LE VLTI

GRAVITY est un ambitieux projet d'interféromètre [7]. Il utilise les quatre télescopes de 8,20 m (Unit Telescopes) du Very Large Telescope en mode interférométrique, c'est-à-dire qu'il fait interférer simultanément les quatre faisceaux qui en sont issus pour obtenir l'équivalent d'un télescope d'environ 140 m de diamètre du point de vue de la résolution angulaire atteinte, 4 mas dans l'infrarouge proche à  $2,2 \mu\text{m}$ . Il a en outre la capacité de recombinaison les 4 télescopes de 1,80 m (Auxiliary Telescopes) pour l'observation des sources les plus brillantes (Figure 2). GRAVITY est construit, sous la responsabilité du Max Planck Institut für Extraterrestische physik de Munich, par un consortium européen comprenant des instituts allemands, portugais et français (Observatoire de Paris/LESIA, IPAG). Le projet a été lancé en 2005. GRAVITY a obtenu sa première lumière fin 2015 et est entré dans une période de tests intensifs pour environ un an.

Deux types de mesures seront faites avec GRAVITY. Grâce à l'utilisation simultanée des 4 grands télescopes, des images précises de l'environnement de Sgr A\* seront régulièrement obtenues avec une résolution 16 fois meilleure qu'avec les plus grands télescopes actuels. Il sera ainsi possible de résoudre l'émission présente autour de Sagittarius A\*. Quelques étoiles à découvrir sont potentiellement en orbite autour du trou noir à quelques unités astronomiques ou à une fraction d'unité astronomique de distance. À une si faible distance, leurs orbites sont fortement perturbées et l'écart à des orbites newtoniennes classiques permettra de mettre en évidence des effets relativistes et de mesurer une caractéristique importante du trou noir, son taux de rotation [8].

Le mode imagerie ne permettra cependant pas d'accéder à l'horizon du trou noir, ce qui nécessite une résolution 100 fois plus élevée. GRAVITY offrira une capacité toute nouvelle, un mode astrométrique avec une précision de  $10 \mu\text{as}$ , soit le rayon physique de l'horizon de Sgr A\*. Il permettra de détecter tout mouvement autour du trou noir avec une précision égale à sa dimension. Il sera utilisé pendant les sursauts pour mesurer la trajectoire de la zone émettrice.

GRAVITY est l'interféromètre infrarouge le plus complexe jamais construit. Deux champs distants d'au plus  $6''$  sont observables simultanément. L'un sert de référence de phase et permet de corriger les turbulences à l'échelle de l'interféromètre pour stabiliser les franges et d'atteindre des temps de pose de plusieurs minutes dans l'autre champ. La référence de phase est utilisée à la fois pour l'imagerie et pour l'astrométrie différentielle. Une métrologie précise à quelques nanomètres près permet de mesurer l'écart des paquets de franges dans les deux voies pour atteindre la précision astrométrique de plusieurs dizaines de micro-secondes d'angles. Enfin, les turbulences atmosphériques sont corrigées à l'échelle de chacune des pupilles de 8,20 m par optique adaptative pour maximiser la sensibilité et la précision de l'instrument.



Fig. 2 : le site du Very Large Telescope de l'ESO au mont Paranal au Chili. Deux des 4 AT déplaçables sur des rails sont visibles en plus des 4 UT.

### CONCLUSION

Les premiers résultats techniques obtenus par GRAVITY depuis sa première lumière à l'automne 2015 sont très encourageants. L'exploitation scientifique de l'instrument démarrera dès juin 2016 par un programme de *science verification*, l'instrument étant ouvert à la communauté astronomique à partir d'octobre 2016.

### RÉFÉRENCES

- [1] B. Balick & R.L. Brown, 1974, *ApJ* 194, 265
- [2] R. Schödel et al., 2002, *Nature* 419, 694
- [3] F. Eisenhauer et al., 2005, *ApJ* 628, 246
- [4] S. Gillessen et al. 2009, *ApJ* 692, 1075
- [5] R. Genzel et al., 2003, *Nature* 425, 934
- [6] F.H. Vincent et al., 2014, *MNRAS* 441, 3477
- [7] F. Eisenhauer et al. 2011, *Messenger* 143, 16
- [8] T. Paumard et al. 2005, *Astronomische Nachrichten* 326, 568



## ARRÊTER LA LUMIÈRE DANS UNE FIBRE: LA RENCONTRE DES ATOMES FROIDS ET DE LA NANOPHOTONIQUE

**Julien Laurat**

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

julien.laurat@upmc.fr

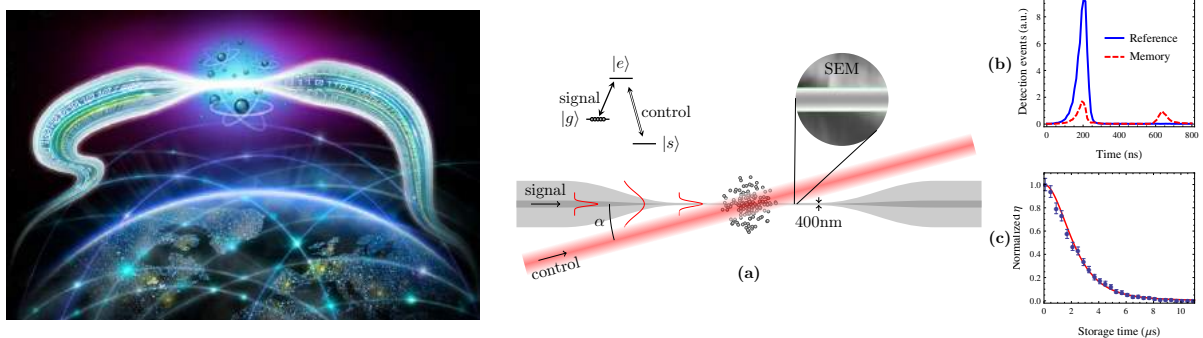
### RÉSUMÉ

La combinaison des atomes froids et de la nanophotonique permet de réaliser de nouvelles interfaces lumière-matière pour l'information quantique.

**MOTS-CLEFS :** *information quantique; mémoire; atomes froids; nanophotonique.*

Les interfaces lumière-matière constituent des outils importants pour l'optique quantique et les réseaux quantiques de communication [1]. Dans ce contexte, mon équipe de recherche au Laboratoire Kastler Brossel s'intéresse au développement de telles interfaces reposant sur des ensembles d'atomes froids. Un exemple d'application est la réalisation de mémoires quantiques permettant à la lumière et à la matière d'échanger leurs états à la demande. En espace libre, nous avons ainsi créé une mémoire permettant le stockage de bits quantiques encodés dans le moment orbital angulaire de la lumière, c'est-à-dire dans l'hélicité du front d'onde [2]. En faisant fonctionner deux mémoires quantiques en parallèle, nous avons ensuite stocké des bits encodés par la structuration de la lumière dans le plan transverse, non seulement en phase mais aussi en polarisation, réalisant ainsi une mémoire quantique pour plusieurs degrés de liberté simultanément [3]. Dans cet exposé, je présenterai une nouvelle interface reposant sur une nanofibre optique au diamètre sub-longueur d'onde et couplée à un ensemble d'atomes froids piégés à proximité.

Combiner atomes froids et nanophotonique apparaît comme une alternative prometteuse pour réaliser de nouvelles interfaces lumière-matière. Le fort confinement de la lumière permet non seulement une interaction sur une distance qui n'est plus limitée par la diffraction, mais également une interaction atome-photon exaltée et la possibilité d'interaction non-linéaire à des puissances optiques très faibles.



**FIGURE 1 : Arrêter la lumière dans une fibre optique.** Des atomes froids sont piégés au voisinage d'une fibre optique qui a été étirée dans une région de quelques centimètres. En arrivant dans cette zone, la lumière guidée est ralentie et l'information qu'elle porte est transférée aux atomes. Plus tard, à la demande, la lumière est réémise dans la fibre et peut se propager à nouveau. (a) Une fibre de 400 nm de diamètre est superposée à un large ensemble d'atomes froids. Un champ dit de contrôle permet de modifier la propagation de la lumière guidée. (b) Stockage et relecture. (c) Temps de vie de la mémoire.

Par exemple, un guide d'onde avec une dimension plus petite que la longueur d'onde fournit un large champ évanescent qui peut être utilisé pour interagir avec des atomes à proximité ou pour les piéger à l'aide d'un piège dipolaire. La surface effective du mode étant proche de la section efficace d'absorption, un atome unique peut absorber une fraction non négligeable de la lumière guidée et fournir ainsi un fort couplage lumière-matière en un seul passage.

En utilisant une telle approche, nous avons réussi à intégrer une mémoire quantique directement dans une fibre optique (figure 1) [4]. Pour cela, une fibre optique commerciale similaire à celles utilisées dans les réseaux de télécommunication a été chauffée et étirée jusqu'à moins de 400 nanomètres de diamètre et ce, sur quelques centimètres. Nous avons ensuite refroidi des atomes de césium disposés proches de cette zone étirée. Lorsque la lumière atteint cette région, une grande partie de l'énergie circule autour de la fibre et elle peut alors interagir avec les atomes environnants. En utilisant la technique dite de *transparence induite électromagnétiquement* qui permet de contrôler les propriétés du milieu atomique par un laser additionnel, la lumière a été ralentie par un facteur 3 000 puis totalement arrêtée. Cette impulsion lumineuse a été stoppée pendant plusieurs microsecondes puis émise de nouveau dans la fibre. Sans cet arrêt imposé, la lumière aurait parcouru dans le même temps plusieurs kilomètres ! L'information portée par la lumière est transférée aux atomes sous la forme d'une excitation collective, une large superposition quantique. En raison du fort confinement de la lumière, quelques milliers d'atomes suffisent pour obtenir de fort ralentissement, alors que des millions étaient nécessaires dans les expériences en espace libre. Nous avons également montré que des impulsions lumineuses contenant un seul photon pouvaient être stockées et réémises avec un large rapport signal sur bruit. Au delà des mémoires quantiques, ce système peut aussi être utilisé comme source de photons uniques intrinsèquement fibrés.

Je montrerai également comment le piégeage d'atomes froids autour de la nanofibre permet de réaliser un miroir de Bragg efficace [5]. En réalisant un réseau optique dans le champ évanescent, avec une distance entre les atomes proches de la longueur d'onde de la transition atomique, nous avons pu démontrer des réflectivités supérieures à 75% avec seulement quelques milliers d'atomes (figure 2). La possibilité de contrôler le transport de photon unique dans ce type de système est à la base de nombreuses propositions dans ce domaine émergent dit de l'électrodynamique quantique en guide d'onde (*waveguide quantum electrodynamics*).

Je terminerai cet exposé en discutant les perspectives du domaine, en particulier l'apport possible des cristaux photoniques à cette nouvelle direction de recherche.

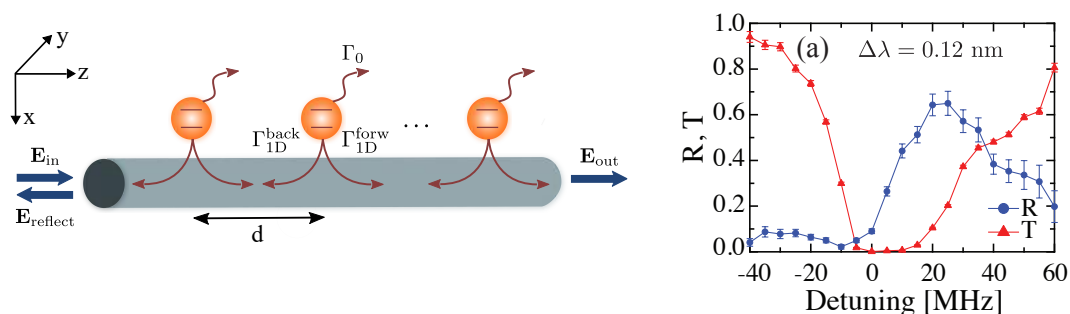


FIGURE 2 : **Miroir de Bragg atomique.** Les atomes piégés à proximité de la nanofibre peuvent émettre en espace libre ou dans le mode guidé. Chaque atome se comporte alors comme un miroir avec une faible réflectivité pour la lumière se propageant dans la nanofibre. Lorsque la distance entre les atomes est très proche de la longueur d'onde de la transition atomique, l'interférence entre ces réflexions peut conduire à une forte réflexion de Bragg. Dans notre cas, 2000 atomes seulement permettent d'obtenir une réflexion  $R$  proche de 75%. Le tracé donne les spectres de réflexion et de transmission en fonction du désaccord à la résonance du champ sonde.

## RÉFÉRENCES

- [1] J. Laurat et T. Chanelière, “La mémoire, pilier du réseau quantique,” in *La Recherche*, Les Révolutions quantiques, juillet 2015.
- [2] A. Nicolas et al., “A quantum memory for orbital angular momentum photonic qubits,” *Nature Photon.* 8, 234 (2014).
- [3] V. Parigi et al., “Storage and retrieval of vector beams of light in a multiple-degree-of-freedom quantum memory,” *Nature Commun.* 6, 7706 (2015).
- [4] B. Gouraud, D. Maxein, A. Nicolas, O. Morin, J. Laurat “Demonstration of a memory for tightly guided light in an optical nanofiber,” *Phys. Rev. Lett* 115, 023602 (2015).
- [5] N.V. Corzo, B. Gouraud, A. Chandra, A. Goban, A.S. Sheremet, D.V. Kupriyanov, J. Laurat “Large Bragg reflection from one-dimensional chains of trapped atoms near a nanoscale waveguide,” arXiv :1604.03129.

## ART ET ASTRONOMIE

Yaël Nazé<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Groupe d'Astrophysique des Hautes Energies, Dept A.G.O. Université de Liège, B4000 Liège, Belgique*

[naze@astro.ulg.ac.be](mailto:naze@astro.ulg.ac.be)

### RÉSUMÉ

Cette conférence plénière abordera les multiples facettes entre Art et Astronomie, entre inspiration, outil, réflexion, ou encore hommage.

### PRÉSENTATION

Imaginez une soirée d'été, au moment où l'étouffante chaleur laisse enfin la place à une température parfaite ; allongé, vous vous laissez prendre par le spectacle des étoiles filantes... Imaginez un matin d'hiver, sur le pas de votre porte ; bien emmitoufflé, vous ne pouvez résister et jetez un œil à ce ciel noir paré d'étoiles innombrables, dont la lueur cristalline marque déjà votre journée d'un sceau apaisant... Le ciel ne laisse pas indifférent : il peut provoquer une angoisse indicible, un bien-être mâtiné de rêverie, mais aussi une inspiration unique ou une curiosité inépuisable. Selon les époques et les caractères, cela conduit parfois à une vocation d'astronome... ou d'artiste !

En effet, on ne compte plus les œuvres dévoilant un bout de ciel... Bien sûr, celui-ci peut « juste » servir de décor d'arrière-plan, sans grand intérêt. Toutefois, il peut aussi imprégner les toiles d'une ambiance particulière, en ravivant les sentiments – tant positifs que négatifs – qui lui sont associés. La nuit, puisque qu'il faut la nommer, fait peur et sert de paravent à d'innombrables activités répréhensibles mais elle cache aussi le premier baiser des amoureux, apporte le repos, et est la complice de nos rêves. Parmi ces œuvres jouant sur l'ambiance, on peut citer en Orient la classique série des « 100 aspects de la Lune », et en Occident les toiles bleues de Chagall.

D'autres artistes décident de tirer le portrait, réaliste, de nos compagnons célestes – Soleil (Munch), Lune (Jin Nong), une étoile esseulée (Childe Hassam, Church), voire des nuits étoilées (Millet, Van Gogh ainsi que, plus récemment, l'hyperréaliste Celmins). Dans certains cas, ce ciel réaliste peut même offrir un éclairage inédit sur l'artiste, l'astronomie devenant alors un outil supplémentaire de l'archéométrie. Ainsi, les détails de la Nuit étoilée de Munch permettent d'affirmer où était le peintre à l'été 1893, la configuration céleste de Route avec Cyprès et ciel étoilé de van Gogh est identifiée comme la conjonction Lune-Vénus-Mercure du 19 avril 1890 tandis que la Comète de 1858 vue des abords de Dartmoor de Palmer montre la conjonction comète-Arcturus du 5 octobre 1858 !

À l'opposé, certains préfèrent l'allégorie pure. Il faut dire que les astres étaient des dieux importants, partout dans le monde : les portraits divins (Râ, Hélios, Hamateratsu, Bouddha Tejaprabha) sont donc aussi des portraits célestes ! Mais ce courant personnifiant ne s'est pas arrêté à l'Antiquité ni ne s'est circonscrit au divin. On le retrouve au Moyen-Âge sous les traits plus profanes d'Astronomia, l'allégorie de l'un des enseignements du quadrivium, remplacée ensuite par Uranie, la muse céleste, au retour du classicisme. La tradition s'étend ensuite à la Lune, le Soleil, la Nuit, et même des étoiles (parfois filantes)... Parmi ce courant, particulièrement vivace au 19<sup>e</sup> siècle, se trouvent plusieurs œuvres célèbres, comme le Phaéon de Moreau, le « cycle de la Lune et des étoiles » de Mucha, ou Night with her train of stars de Hughes.

Il existe aussi la possibilité de viser la perfection céleste – sphère, cercle, ellipse restent en effet les bases de l'astronomie... Ce sont évidemment les peintres abstraits (comme Kandinsky, Kupka, Delaunay) qui ont le mieux joué avec ces formes pures dans des œuvres colorées, d'une pureté céleste évidente. Cela ne se restreint pas au sphérique : l'œil cubiste de Léger n'a pu résister à la beauté des isocontours cométaires... Dans ce cadre, si on pousse la chose à son paroxysme, on peut parfois se retrouver avec de « simples » archétypes : disque solaire, croissant lunaire, étoile à cinq branches, etc. Ces symboles

courants se retrouvent dans les œuvres d'artisans de par le monde, mais aussi sous les doigts d'artistes reconnus (comme Zorio et ses minimalistes Stelle).

Et puis, on peut aussi réfléchir à des concepts célestes, voire s'amuser un peu avec. Dans ce cadre, on retrouve de nombreux travaux sur les Constellations : Arp met en valeur leur côté de regroupement aléatoire, Radisic leur côté sensuel (souvenez-vous des histoires associées, emplies de demoiselles en détresse !), Miro leur côté foisonnant, Vasarely leur composante répétitive. Autre possibilité : le mouvement, associé au ciel par essence même car le Soleil et les étoiles se lèvent tous les jours – les humains, tout auréolés de leur sentiment de supériorité, ne peuvent en dire autant ! Depuis le 20<sup>e</sup> siècle, le caractère mouvant du cosmos s'est d'ailleurs encore plus affirmé : migration de planètes, évasion stellaire, collisions de galaxies, expansion de l'Univers... Mais comment représenter ce mouvement ? Les réponses varient : Vasarely tente des effets d'optiques (Supernova, série Véga), Calder propose des sphères armillaires en mouvement, Balla et Pollock entremêlent les trajectoires. Enfin, il faut aussi représenter l'espace... De nombreuses expériences seront tentées : certains jouent avec la pesanteur, comme Takis et ses aimants ou Klein et son célèbre saut, d'autres avec la 3<sup>e</sup> dimension d'une toile qui n'en possède pourtant que deux (Fontana et ses buchi), d'autres tentent même de représenter l'infini (Malevitch et ses carrés blancs ou noirs) ou notre lien direct avec le ciel (de nombreuses toiles de Remedios Varo).

Il est également possible de représenter, sinon le ciel, ceux qui l'étudient ! Les œuvres s'insèrent ici dans deux courants principaux. Tout d'abord, la représentation d'un astronome connu, paré de ce qui fait sa renommée (lunette pour Galilée<sup>1</sup>). La ressemblance avec le modèle peut s'avérer assez lointaine, surtout si l'œuvre est produite bien après la mort du savant, comme pour l'Ecole d'Athènes de Raphaël. Ensuite, il existe aussi des portraits d'astronomes « génériques » - homme seul, rêveur et mélancolique, entouré des instruments de son art. Le cas le plus célèbre est celui de l'Astronome de Vermeer, mais il en existe bien d'autre, souvent de la même époque quoiqu'il existe quelques œuvres récentes (dont des toiles ironiques de Delvaux). Une œuvre défie cependant toute classification dans ce cadre : le livre Maximiliana ou l'exercice illégal de l'astronomie, par Max Ernst. En s'identifiant à l'astronome (son parcours, ses problèmes, ses conflits), Ernst propose une véritable démonstration du processus scientifique dans ce livre surréaliste.

Il ne faudrait pas oublier l'aide apportée aux astronomes. Si l'astronomie actuelle regorge d'images, les livres astronomiques proposaient au mieux quelques schémas (éclipses, modèle géocentrique, constellations peu réalistes) jusqu'au 17<sup>e</sup> siècle. C'est alors que Galilée utilisa l'image dans son Sidereus Nuncius pour convaincre, et le procédé fut largement adopté en quelques décennies seulement, avec au final une volonté de réalisme très forte. On voit alors surgir des dessins précis de nébuleuses pour voir si elles varient ou de constellations pour repérer les choses convenablement. Hélas, tous les astronomes n'étaient pas doués pour le dessin : les observatoires engagèrent donc des artistes, pour les aider. Rassurez-vous, ils ne se retrouvèrent pas au chômage au moment de l'invention de la photographie, ils adaptèrent simplement le métier ! Ils produisirent désormais des vues d'artistes, qui sont aujourd'hui innombrables : elles illustrent les dernières découvertes, quand l'image n'existe pas – ainsi, les superbes vues exoplanétaires n'ont pas été enregistrées par un instrument, mais proviennent du pinceau et du cerveau des artistes astronomiques ! Signalons au passage que les artistes n'ont pas été que de simples « aides » : avant même la révolution scientifique du 17<sup>e</sup> siècle, et durant celles-ci, ils participèrent à renverser les vues aristotéliennes. Van Eyck présente ainsi dans sa Crucifixion une Lune imparfaite, avec des taches et un terminateur rugueux ; da Vinci, Pacheco et Cigoli discutent, par toiles interposées, de la lumière cendrée et de la transparence de la Lune.

Pour terminer, signalons qu'il existe des œuvres... dans l'espace ! Embarquées sur des satellites, déposées sur la Lune ou Mars, elles constituent les avant-postes de notre conquête spatiale, une trace indubitablement humaine...

#### RÉFÉRENCES

- Nazé Y., 'Art et Astronomie - Impressions célestes', Omnisciences, Octobre 2015
- Nazé Y., Tribute to an astronomer: the work of Max Ernst on Wilhelm Tempel', Journal for the History of Astronomy, in press, preliminary version available as arxiv:1512.05540

<sup>1</sup> Même si Galilée n'a ni inventé la lunette, ni été le premier à la tourner vers le ciel.

## **GENERER ET MANIPULER DES PHOTONS UNIQUES AVEC DES ATOMES ARTIFICIELS**

**Pascale Senellart**

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

pascale.senellart@lpn.cnrs.fr

### **RÉSUMÉ**

Les boîtes quantiques semi-conductrices sont des pièges de taille nanométrique pour les électrons. Ce sont de véritables atomes artificiels qui ouvrent la voie à la fabrication de composants efficaces pour les technologies quantiques dans les matériaux de l'optoélectronique. Toutefois, la recherche s'est longtemps heurtée à la variabilité de ces nano-objets : constituée d'un faible nombre d'atomes, chaque boîte quantique est différente de sa voisine et présente une position aléatoire.

Notre équipe a inventée une technologie qui permet de s'affranchir de ces problèmes de variabilité: nous positionnons avec une précision nanométrique une boîte quantique dans une cavité optique. Nous réalisons des expériences d'électrodynamique quantique en cavité et contrôlons à volonté l'émission spontanée d'une boîte quantique. Nous utilisons cette possibilité pour développer des composants très efficaces pour le traitement de l'information quantique. Nous fabriquons des sources de photons uniques indiscernables d'une brillance dix fois supérieure aux sources usuelles. Ces sources permettent d'ores et déjà de réaliser des expériences de Boson Sampling cent fois plus rapidement. Nous démontrons également des non-linéarités optiques à l'échelle du photon unique, qui permettront de réaliser des portes logiques quantiques déterministes, un autre verrou pour le développement des technologies quantiques optiques à grande échelle.

## DYNAMIQUES ULTRARAPIDES PARADOXALES DANS LES LASERS À FIBRE OPTIQUE

Ph. Grelu<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 CNRS, Université Bourgogne  
Franche-Comté, BP 47870, F-21078 Dijon*

philippe.grelu@u-bourgogne.fr

### RÉSUMÉ

Au cours de cette présentation, nous mettons en lumière la richesse des comportements dynamiques ultrarapides accessibles au sein de cavités laser à fibre optique, dont certains constituent des paradoxes par rapport à une compréhension conventionnelle du blocage de modes, et présentons un cadre élargi permettant d'appréhender ces phénomènes.

**MOTS-CLEFS :** *soliton dissipatif ; laser à fibre ; dynamique ultrarapide ; ondes scélérates*

### 1. INTRODUCTION

A l'instar d'un amplificateur optique à semi-conducteur, un amplificateur à fibre dopée aux terres rares préfigure un gain optique généralement important, apportant flexibilité au design de l'architecture de la cavité laser. L'analogie trouve cependant ses limites, compte tenu des ordres de grandeur qui séparent les dimensions et les temps caractéristiques des deux catégories de milieux laser. Cette différence, exacerbée en régime d'impulsions courtes ou ultracourtes, est également illustrée par la variété des approches fréquemment pratiquées en modélisation. Les descriptions modales ont la préférence pour traiter cavités courtes et micro-résonateurs, tandis que les cavités longues – lorsque le temps de parcours est grandement supérieur à la durée de l'impulsion générée – recourent presque exclusivement à une approche temporelle propagative qui fait généralement disparaître la notion de mode de cavité [1]. Pour obtenir ces régimes ultrarapides de manière passive, on peut mettre en oeuvre plusieurs techniques de blocage, ou verrouillage, de modes particulièrement efficaces. Les impulsions optiques, qui, en circulant incessamment dans la cavité, parcourent l'équivalent de milliards de kilomètres sans que leur profil en soit significativement affecté, entrent ainsi à juste titre dans la catégorie des ondes solitaires optiques. Leur stabilité résulte d'un équilibre entre gain et pertes, doublé d'une compensation entre effets dispersifs et non-linéaires. L'existence de cet équilibre complexe est inhérent à la définition du soliton dissipatif, qui forme un récent cadre conceptuel permettant d'appréhender la dynamique d'impulsions subissant des échanges d'énergie significatifs avec leur environnement [2].

Après deux décennies, le développement de lasers à fibre à impulsions courtes est toujours en plein essor, avec des enjeux applicatifs importants notamment pour l'industrie, le domaine médical, et la métrologie [3, 4]. De nouvelles architectures laser à fibre ont été proposées afin d'améliorer les performances, et en général la compacité de ces dispositifs, produisant des impulsions plus énergétiques, ou bien plus courtes, dans de nouvelles gammes spectrales, à plus haute cadence, etc. Avec certains designs de cavité laser, des régimes de propagation initialement contre-intuitifs sont apparus, comme par exemple au sein de cavités fonctionnant en régime de dispersion chromatique fortement normale [5], à l'encontre du sens commun pour lequel les solitons optiques brillants nécessitent une dispersion anormale. De tels régimes de propagation sont simplement interprétés au moyen du concept de soliton dissipatif. La proche parenté existant entre soliton dissipatif et dynamique non-linéaire permet aussi d'appréhender ce qui se produit aux frontières du blocage de modes conventionnel, lorsque de nombreuses bifurcations du système dynamique peuvent se manifester tandis que les paramètres de la cavité sont modifiés [2].

## 2. DES LIQUIDES DE SOLITONS AUX ONDES SCÉLÉRATES

La formation d'impulsions multiples en cavité laser suit un type de bifurcation étudié de longue date, qui peut cependant employer plusieurs mécanismes [6]. Les régimes multi-impulsionnels sont, parfois recherchés, par exemple pour obtenir un fonctionnement harmonique démultipliant le taux de répétition relativement faible des cavités laser à fibre [7, 8], mais souvent considérés indésirables, puisqu'ils impliquent une limitation de la puissance crête pour l'application visée et compliquent la modélisation. Du point de vue fondamental, l'auto-organisation des régimes multi-impulsionnels a été très étudiée durant ces dernières années, avec la possibilité de former des états analogues à ceux de la matière : molécules, cristaux, et liquides de solitons [9, 10]. Au delà des structures stationnaires dans le référentiel propre, des structures mouvantes et chaotiques peuvent ainsi se propager tout en restant globalement confinées à l'échelle sub-nanoseconde, représentant un paradoxe par rapport aux concepts de blocage de modes et de soliton. On peut ainsi produire des impulsions courtes ou ultracourtes complexes en cavité laser, toujours au moyen du mécanisme d'absorption saturable, mais qui ne correspondent plus précisément à des régimes "modes bloqués". L'exposé développera plus particulièrement ces solitons dissipatifs chaotiques, illustrant également la mise en évidence d'ondes scélérates optiques en cavité laser ultrarapide [11, 12, 13], et tentera d'unifier certaines descriptions et dénominations de dynamiques établies séparément.

### RÉFÉRENCES

- [1] Ph. Grelu (Ed.), *Nonlinear optical cavity dynamics*, Wiley-VCH, 2016.
- [2] Ph. Grelu and N. Akhmediev, "Dissipative solitons for mode locked lasers", *Nat. Photonics*, vol. 6, 84-92, 2012.
- [3] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, "High power fiber lasers : current status and future perspectives," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 27, no. 11, B63 (2010).
- [4] J.M. Delavaux, Ph. Grelu, W. Pu, and F.O. Ilday (Eds.), "Special issue on short pulse fiber lasers," *Opt. Fib. Technol.*, vol. 20, 561, 2014.
- [5] A. Chong, W.H. Renninger, and F.W. Wise "All-normal dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20 nJ", *Opt. Lett.*, vol. 32, 2408-2410, 2007.
- [6] Voir en particulier les chapitres 4,9 et 10 de la Ref. [1].
- [7] A.B. Grudinin and S. Gray, "Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, no. 1, 144-154, 1997.
- [8] C. Lecaplain and Ph. Grelu, "Multi-gigahertz repetition-rate-selectable passive harmonic mode locking of a fiber laser", *Opt. Express*, vol. 21, 10897, 2013.
- [9] S. Chouli and Ph. Grelu, "Soliton rain in a fiber laser, an experimental study", *Phys. Rev. A*, vol. 81, 063829, 2010.
- [10] F. Sanchez et al. "Manipulating dissipative soliton ensembles in passively mode-locked fiber lasers", *Opt. Fib. Technol.*, vol. 20, 562-574, 2014.
- [11] C. Lecaplain, Ph. Grelu, J. M. Soto-Crespo, and N. Akhmediev, "Dissipative rogue waves generated by a mode locked fiber laser", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 108, 233901, 2012.
- [12] C. Lecaplain and Ph. Grelu, "Rogue waves among noise-like-pulse laser emission : An experimental investigation," *Phys. Rev. A*, Vol. 90, 013805 (2014).
- [13] A. Runge, C. Agüergaray, N. G. R. Broderick and M. Erkintalo, "Raman rogue waves in a partially mode-locked fiber laser", *Opt. Lett.*, vol. 39, 319 (2014).



## GÉNÉRATION D'HARMONIQUES, MOLÉCULES CHIRALES ET DYNAMIQUES ULTRARAPIDES

Samuel Beaulieu<sup>1,4</sup>, Antoine Comby<sup>1</sup>, Romain Géneaux<sup>3</sup>, Valérie Blanchet<sup>1</sup>, Dominique Descamps<sup>1</sup>, Amélie Ferré<sup>1</sup>, Gustavo A. Garcia<sup>2</sup>, Yann Mairesse<sup>1</sup>, Éric Mével<sup>1</sup>, Laurent Nahon<sup>2</sup>, Stéphane Petit<sup>1</sup>, Bernard Pons<sup>1</sup>, Thierry Ruchon<sup>3</sup>, Baptiste Fabre<sup>1</sup>,

<sup>1</sup> Université de Bordeaux - CNRS - CEA, CELIA, UMR5107, F33405 Talence Cedex, France

<sup>2</sup> Synchrotron SOLEIL, l'Orme des Merisiers, Saint Aubin BP48, F91192, Gif-sur-Yvette, France

<sup>3</sup> CEA, IRAMIS, LIDyL, CEA-Saclay, F91191, Gif-sur-Yvette, France

<sup>4</sup> INRS, Centre ÉMT, Varennes, Québec, Canada

baptiste.fabre@u-bordeaux.fr

### RÉSUMÉ

L'un des objectifs de notre équipe est d'initier puis de suivre des dynamiques ultrarapides (femtosecondes et attosecondes) au sein de molécules chirales en phase gazeuse en utilisant le dichroïsme circulaire de photoélectrons. Nous nous intéresserons pour cela à la mesure de cette observable dans différents régimes d'ionisation afin de mettre en évidence l'intérêt et l'universalité du phénomène.

**MOTS-CLEFS :** *Génération d'harmoniques d'ordre élevé; chiralité; dichroïsme de photoélectrons*

### 1. INTRODUCTION

Depuis sa découverte en 1848 par Pasteur, de nombreuses études se sont intéressées à la chiralité du fait de son intérêt fondamental en physique, biologie, chimie et pharmacologie. En étudiant des sels d'acide tartrique, Pasteur émet l'hypothèse suivante : "certaines molécules peuvent exister sous deux formes, images l'un de l'autre dans un miroir, mais non superposables". Ces deux configurations, de même composition et partageant des propriétés physiques et chimiques identiques, sont appelées énantiomères et généralement notés R (rectus : droit) ou S (sinister : gauche). Ils ne peuvent donc être distingués à moins qu'ils n'interagissent avec un autre système chiral, tel qu'une molécule ou de la lumière polarisée circulairement. Ainsi, la plupart des réactions biologiques sont basées sur le fait qu'une molécule chirale va être ou non reconnue par la molécule du récepteur en fonction de sa configuration. Cette reconnaissance chirale contrôle la manière avec laquelle nous percevons les odeurs ou le goût ainsi que l'efficacité d'action des médicaments. De nombreuses techniques, basées sur cette énantiosélectivité, ont été développées afin de sélectionner l'un ou l'autre de ces énantiomères. Toutefois ces techniques possèdent une sensibilité réduite et ne peuvent par conséquent être utilisées pour mesurer des dynamiques attosecondes ou femtosecondes en phase gazeuse, c'est à dire dans un milieu peu dense où il n'y a pas d'effets de solvation.

### 2. DICHROÏSME CIRCULAIRE DE PHOTOÉLECTRONS

Dans un milieu gazeux, l'explosion Coulombienne initiée par un champ laser intense peut être utilisée pour accéder à la configuration absolue de la molécule cible en imageant directement la géométrie nucléaire. Il est ainsi possible de séparer deux énantiomères sans avoir recours à un support théorique. Toutefois, cette technique est limitée à des molécules chirales de petites tailles du fait de la dégradation du taux de détection en coïncidence avec l'augmentation du nombre de fragments. Ainsi, la mesure du dichroïsme circulaire de photoélectrons, noté PECD (Photoelectron Circular Dichroism) est l'alternative la plus communément utilisée en phase gazeuse. Elle consiste à ioniser un échantillon énantiomériquement pur de molécules chirales non alignées à l'aide d'une onde électromagnétique polarisée circulairement [1].

La distribution angulaire des photoélectrons émis présente alors une grande dissymétrie avant/arrière suivant l'axe de propagation du champ ionisant. Cet effet, initialement observé sur synchrotron, est un effet strictement dipolaire qui résultent des interférences entre les différentes ondes de diffusion ou, en d'autres termes, de la diffusion de l'électron par le potentiel chiral lors de la photoionisation [3]. Si l'on note  $R$  (respectivement  $L$ ) la distribution angulaire de photoélectrons mesurée lors de l'interaction avec un champ polarisé circulairement droit (respectivement gauche), cette mesure différentielle peut être exprimée par :

$$PECD = 2 \frac{L - R}{L + R} \quad (1)$$

Le signal, traduisant l'asymétrie de la distribution angulaire des photoélectrons en fonction de l'hélicité du champ ionisant, est macroscopique, peut atteindre plusieurs dizaines de pourcents et change de signe lorsque l'on passe d'un énantiomère à l'autre ou que l'on inverse le sens de rotation du champ. De plus, ce signal est très sensible à la configuration électronique (orbitales) de la molécule, aux substitutions chimiques ainsi qu'à la conformation ou à l'excitation vibrationnelle [1]. Dans ces conditions, le PECD apparaît comme l'observable la plus adaptée à l'étude de dynamiques de systèmes chiraux en phase gazeuse.

### 3. GÉNÉRATION D'HARMONIQUES QUASI-CIRCULAIRES

Afin de se placer dans ce régime d'ionisation à un photon tout en conservant une résolution temporelle femtoseconde, nous utilisons le processus de génération d'harmoniques d'ordre élevé pour produire des photons dans l'ultraviolet du vide (VUV) avec une polarisation circulaire.

Les harmoniques d'ordre élevé, de part leur mécanisme de génération basé sur la recombinaison d'un paquet d'onde électronique initialement éjecté dans le continuum avec la partie de la fonction d'onde non ionisée, sont généralement obtenues à partir d'un champ polarisé linéairement. Dans ces conditions, les harmoniques obtenues sont elles-mêmes polarisées linéairement. Si l'on augmente l'ellipticité du champ générateur afin d'obtenir des harmoniques polarisées elliptiquement, le flux de ces dernières diminue très rapidement, tandis que leur ellipticité reste toujours inférieure à celle du fondamental. Avec cette technique, il n'est alors pas possible d'obtenir un degré d'ellipticité supérieur à 0.4 [2].

Or, notre équipe a récemment découvert qu'il était possible d'obtenir un très fort degré d'ellipticité des harmoniques tout en conservant un champ fondamental peu elliptique, assurant ainsi un excellent rendement de génération, lorsque ce processus était influencé par la présence de résonances électroniques [6]. Grâce à ce nouveau mécanisme nous avons été en mesure de générer des harmoniques quasiment circulaires dans la molécule de SF<sub>6</sub> qui présente autour de l'harmonique 15 du fondamental (800 nm) une résonance de forme [7].

A l'aide de cette nouvelle source de photons VUV quasi-circulaires, nous avons alors mesuré le signal de PECD après ionisation de la fenchone. Cette mesure, comparable qualitativement à celle obtenue sur synchrotron, va nous servir de référence lors de notre étude du PECD pour les différents régimes d'ionisation.

### 4. UNIVERSALITÉ DU PECD

En augmentant la longueur d'onde des photons ionisants, et donc le nombre de photons absorbés (harmonique 3 du 400 nm obtenue via la génération d'harmoniques résonnante dans SF<sub>6</sub>, 3 photons à 400 nm, 6 photons à 800 nm ou 14 photons à 1850 nm), il est possible de modifier le régime d'ionisation tout en s'assurant que l'énergie cinétique des photoélectrons reste constante. Ainsi, plus le nombre de photons initiaux augmente, plus on s'approche du régime d'ionisation tunnel. Quelque soit le régime considéré, nous mesurons un fort PECD dont les structures reflètent la dynamique d'ionisation, indépendamment de la présence ou non d'une résonance. Cette étude permet donc de mettre en évidence l'intérêt des lasers femtosecondes pour l'étude de dynamiques au sein de systèmes chiraux en phase gazeuse via la mesure du PECD.

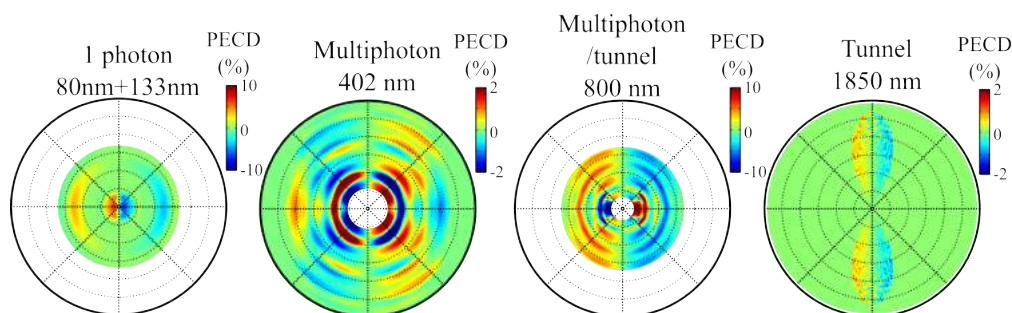


FIGURE 1 : PECD obtenus lors de l'ionisation de la fenchone par des impulsions femtosecondes dans différents régimes d'ionisation : ionisation à 1 photon VUV obtenu par la technique de génération d'harmoniques résonnantes dans SF<sub>6</sub> par des impulsions à 400 nm, ionisation multiphotonique à 400 nm, ionisation dans un régime intermédiaire à 800 nm et ionisation tunnel à 1850 nm. Dans chacun de ces cas, un signal de PECD conséquent est mesuré reflétant dans ses structures la dynamique d'ionisation. L'échelle radiale est comprise entre 0 et 12 eV.

## 5. DYNAMIQUE DE RELAXATION

En guise de première étude dynamique, nous nous sommes intéressés à la relaxation des états de Rydberg de la molécule de fenchone excitées via l'absorption d'un photon linéaire à 200 nm. Ces molécules excitées sont ensuite ionisées par un photon circulaire à 400 nm après un certain délai. En décomposant le signal de PECD obtenu sur la base des polynômes de Legendre, il est possible de suivre l'évolution des structures angulaires de la distribution de photoélectrons au cours du temps. Nous constatons ainsi que le signal de PECD encode une information plus riche et plus détaillée sur la dynamique que celle contenue dans le seul spectre de photoélectrons. Nous avons dès lors exploité cette sensibilité du PECD pour étudier les dynamiques initiées par différents schémas d'excitation que nous présenterons au cours de la conférence.

## RÉFÉRENCES

- [1] L. Nahon, G. A. Garcia, and I. Powis, "Valence shell one-photon photoelectron circular dichroism in chiral systems", *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, **204**, 322–334 (2015).
- [2] Ph. Antoine, B Carré, A L'Huillier, and M Lewenstein. "Polarization of high-order harmonics", *Phys. Rev. A*, **55**, 131–24 (1997)
- [3] B. Ritchie, "Theory of the angular distribution of photoelectrons ejected from optically active molecules and molecular negative ions", *Phys. Rev. A*, **13**, 1411–1415 (1976).
- [4] C. Lux, M. Wollenhaupt, T. Bolze, Q. Liang, J. Köhler, C. Sarpe, and T. Baumert, "Circular dichroism in the photoelectron angular distributions of camphor and fenchone from multiphoton ionization with femtosecond laser pulses", *Chem. Int. Ed.*, **51**, 5001–5005 (2012).
- [5] K. S. Budil, P. Salières, A. L'Huillier, T. Ditmire, and M. D. Perry, "Influence of ellipticity on harmonic generation", *Phys. Rev. A*, **48**, 3437(R) (1993).
- [6] A. Ferré, A. E. Boguslavskiy, M. Dagan, V. Blanchet, B. Brumer, F. Burgy, A. Camper, D. Descamps, B. Fabre, N. Fedorov, J. Gaudin, G. Geoffroy, J. Mikosch, S. Patchkovskii, S. Petit, T. Ruchon, H. Soifer, D. Staedter, I. Wilkinson, A. Stolow, N. Dudovich, and Y. Mairesse "Multi-Channel Electronic and Vibrational Dynamics in Polyatomic Resonant High-Order Harmonic Generation", *Nature Photonics*, **6**, 5952 (2015).
- [7] A. Ferré, C. Handschin, M. Dumergue, F. Burgy, A. Comby, D. Descamps, B. Fabre, G. A. Garcia, R. Généaux, L. Merceron, E. Mével, L. Nahon, S. Petit, D. Staedter, S. Weber, T. Ruchon, V. Blanchet and Y. Mairesse, "A table-top ultrashort light source in the extreme-ultraviolet for time-resolved circular dichroism experiments", *Nature Photonics*, **9**, 93 (2015).

## 2015, ANNEE DE LA LUMIERE EN FRANCE EST UN IMMENSE SUCCES !

Costel Subran<sup>1</sup>

<sup>1</sup> « 2015, Année de la Lumière en France » Comité National d'Optique et de Photonique, 13, Rue Moreau, 75012 Paris, France

Ouverte le 8 janvier, lors d'une prestigieuse manifestation de lancement dans le grand amphithéâtre de la Sorbonne, « 2015, Année de la Lumière en France » a été un grand succès populaire. Nos commissions ont labellisé plus de 1.200 événements. Des événements dans tous les domaines : arts, culture, éducation, jeunesse, astronomie, éclairage, vision, recherche, industrie, santé.

**La Cérémonie de clôture de « 2015, Année de la Lumière en France », à Paris, ville lumière, a eu lieu le 23 février 2016 dans les Salons de l'Hôtel de Ville.** Devant le nombre important de demandes d'organisation d'événements au-delà du 31 décembre 2015, et ce dans tous les domaines, le Comité national de l'Année de la Lumière en France a prolongé cette année exceptionnelle jusqu'au 30 juin 2016.

L'ensemble des régions se sont impliquées dans ces manifestations centrées sur la lumière, de Paris à toutes les métropoles régionales, de petites villes jusqu'aux villages, des salles de spectacles et amphithéâtres aux collèges, lycées et MJC, des festivals aux grandes conférences. On estime les montants investis par tous les acteurs pour assurer les succès de cette année - lumière à plus de 2M€ pour atteindre un public de plusieurs dizaines de milliers de participants.

Les manifestations sont et ont été majoritairement orientées vers les jeunes et le grand public. Enseigner librement la lumière aux jeunes à partir de 7 ans, faciliter la diffusion des connaissances dans les écoles à destination des élèves mais aussi des enseignants et des parents, est notre mission principale tout au long de cette année des lumières.

**Une cérémonie de célébration sera organisée à Lyon au mois de novembre 2016.** Cette cérémonie festive permettra aux acteurs régionaux et nationaux qui auront contribué au succès de l'« Année de la Lumière en France » de participer à un beau rassemblement à connotation artistique: spectacles de lumière, pièces de théâtre, animations visuelles.

## QUELQUES OPTICIENNES (PAS ASSEZ) CÉLÈBRES

**Caroline Champenois<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Aix Marseille Université, CNRS, PIIM UMR 7345, 13397, Marseille, France

caroline.champenois@univ-amu.fr

### RÉSUMÉ

Je présente ici les découvertes liées à l'optique de quelques femmes oubliées des livres de cours.

**MOTS-CLEFS :** *Femmes et Physique, modèles féminins, optique*

### 1. OBJECTIFS

La désaffection des filles pour les sciences dites "dures" a plusieurs causes que de nombreuses études récentes tentent d'explicitier. Une des causes avancées est le manque de modèles féminins que les élèves puis les étudiant.e.s croisent au cours de leurs études<sup>1</sup>. Dans mon exposé, je présenterai les portraits, travaux, et contributions majeures de quelques opticiennes (pas assez célèbres mais qui le mériteraient !) pour que vous puissiez à votre tour vous en emparer et briser ainsi un peu plus l'image d'une science faite uniquement par des hommes.

---

1. voir par exemple le programme Européen GenPORT <http://www.genderportal.eu/projects/pan-european-women-ambassadors-programme-bringing-role-models-schools-and-universities>

## LE MOOC « PHYSIQUE DES OBJETS DU QUOTIDIEN »

Ulysse Delabre<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Univ. Bordeaux, LOMA, UMR 5798, F-33400 Talence, France.

<sup>2</sup> Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine, CNRS, UMR 5798, F-33400 Talence, France.

[ulyссе.delabre@u-bordeaux.fr](mailto:ulyссе.delabre@u-bordeaux.fr)

### RÉSUMÉ

En 2016, un cours en ligne gratuit, ouvert à tous sur le thème de la « Physique des Objets du Quotidien » a été diffusé par l'Université de Bordeaux via la plateforme nationale France Université Numérique. Un des objectifs de ce cours était de présenter la physique associée à 5 objets de notre quotidien et proposer des expériences simples à refaire chez soi autour de ces objets. Cet exposé est l'occasion de revenir sur le déroulement de ce cours et sur les retours des apprenants.

**MOTS-CLEFS :** *cours en ligne ; expériences ; MOOC*

### 1. INTRODUCTION

En 2016, un cours en ligne gratuit, ouvert à tous sur le thème de la « Physique des Objets du Quotidien » a été diffusé par l'Université de Bordeaux via la plateforme nationale France Université Numérique. Un des objectifs de ce cours était de présenter la physique associée à 5 objets de notre quotidien et proposer des expériences simples à refaire chez soi autour de ces objets. Ce cours était divisé en 5 semaines de cours, chacune de ces semaines portant sur un objet de notre quotidien en particulier. La semaine 1 présentait le four à micro-ondes, la semaine 2 discutait du fonctionnement du liquide vaisselle, la semaine 3 s'intéressait aux écrans et afficheurs, la semaine 4 décrivait le fonctionnement des CD, DVD et Blu-ray et enfin la semaine 5 présentait les smartphones et l'utilisation des smartphones en science. A la fin de chaque semaine, des vidéos d'immersion en laboratoire présentaient également comment les mêmes concepts physiques étaient utilisés en recherche fondamentale. Les cours se basaient sur plusieurs vidéos de cours relativement courtes (10 minutes) durant lesquelles les enseignants du MOOC (équipe de 8 enseignants) commentaient et décrivaient les phénomènes physiques d'un point de vue théorique et expérimental.

Pour ce cours, plusieurs vidéos d'expériences ont été filmées pour décrire la physique à partir d'expériences simples. Une des singularités de ce cours était de demander aux apprenants de refaire certaines expériences chez eux pour valider ce MOOC ce qui a été très apprécié par les apprenants. Cet exposé est l'occasion de revenir sur les expériences demandées notamment en optique et de faire un bilan de cette expérience très enrichissante de cours en ligne à distance.

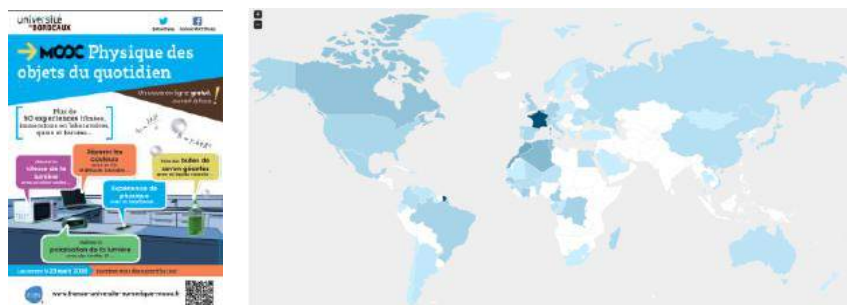


Fig. 1 : Gauche : Affiche du MOOC Physique des Objets du Quotidien. Droite : Carte des apprenants du MOOC. Plus la couleur est foncée plus il y a d'inscrits dans le pays.

<https://www.fun-mooc.fr/courses/ubordeaux/28003/session01/about>

## UNE APPROCHE EXPERIMENTALE DE L'OPTIQUE EN LICENCE

Gaël Latour<sup>1</sup>, Marie Godard<sup>2</sup>, Vincent Guillet<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Laboratoire Imagerie et Modélisation en Neurobiologie et Cancérologie, Université Paris-Sud, CNRS, Université Paris-Saclay, Orsay, France*

<sup>2</sup> *Centre de Sciences Nucléaire et de Sciences de la Matière, Université Paris-Sud, CNRS, Université Paris-Saclay, Orsay, France*

<sup>3</sup> *Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris-Sud, CNRS, Université Paris-Saclay, Orsay, France*

[gael.latour@u-psud.fr](mailto:gael.latour@u-psud.fr)

### RÉSUMÉ

L'enseignement de l'optique (géométrique et ondulatoire) se fait sous forme de modules expérimentaux durant les deux premières années de licence à l'Université Paris-Sud.

**MOTS-CLEFS :** *enseignement en licence, optique géométrique, optique ondulatoire, travaux pratiques*

L'enseignement de l'optique en licence se fait sous forme de modules expérimentaux à l'université Paris-Sud. L'enseignement de l'optique géométrique en L1 (450 étudiants) est un module de 30h avec un alternance de cours-TP et de TD. Celui d'optique physique en L2 (100 étudiants) est un module de 25h qui se décline de la façon suivante : 5h de cours, 6h de TD et 4 TP de 3h30.

L'objectif est d'identifier des compétences expérimentales que les étudiants doivent acquérir et que nous évaluons en fin de module à travers des examens de TP individuels. Nous souhaitons également rendre les étudiants plus autonomes et participatifs dans leur apprentissage avec des séances de TP qui s'apparentent à des projets expérimentaux et avec l'utilisation des clickers.

## LE PLATEAU PEDAGOGIQUE LASER DE L'UNIVERSITE DE BORDEAUX AU SERVICE DE LA FORMATION INITIALE ET CONTINUE

**Inka Manek-Honninger**

*CELIA UMR 5107, Université de Bordeaux, 351 Cours de la Libération, 33405 Talence, France, et*

*UF de Physique, Collège Sciences et Technologies, Université de Bordeaux*

[inka.manek-honninger@u-bordeaux.fr](mailto:inka.manek-honninger@u-bordeaux.fr)

### RÉSUMÉ

Le plateau pédagogique laser de l'université de Bordeaux permet de concentrer un maximum d'équipements laser et optique en un lieu unique afin de former à une diversité de matériels, en général inaccessibles pour la formation, et cela de manière très approfondie.

**MOTS-CLEFS :** *laser; formation initiale ; formation continue ; photonique*

Le plateau pédagogique, plateforme mutualisée entre le CRPhy (Centre de Ressource en Physique de l'UF de Physique, Collège ST, Université de Bordeaux) et PYLA (Centre de formation continue du pôle de compétitivité « Route des Lasers ») est un support pour les formations en optique, photonique et laser. Il a pour mission de rechercher l'innovation pédagogique dans ces domaines ; assurant ainsi le lien entre les laboratoires de recherche et les acteurs socio-économiques. Le plateau pédagogique est un lieu de transfert de compétences entre les experts scientifiques.

Cet outil d'excellence technologique et scientifique à caractère collaboratif permet de faire émerger de nouveaux modèles de formation pour accompagner l'évolution des métiers de la filière photonique et ainsi maintenir la formation des étudiants au niveau des attentes du marché présentes et futures. Par ailleurs, la capacité à proposer une formation toujours renouvelée, innovante, unique en France renforce l'attractivité auprès des étudiants de la formation initiale.

Le plateau pédagogique est également une ressource destinée aux industriels pour l'innovation en ingénierie pédagogique : optimiser les échanges entre la formation, la recherche et les industriels, diffuser les bonnes pratiques et proposer des formations adaptées aux situations de travail. Le plateau pédagogique, modulable s'adapte aux besoins spécifiques des industriels. Ainsi la modularité d'exploitation du plateau pédagogique permet de faire profiter aux apprentis et étudiants les échanges constants avec les industriels.

Le plateau pédagogique est installé dans le bâtiment Institut d'Optique d'Aquitaine sur une surface de 500m<sup>2</sup> entièrement dédiés à la formation en optique laser. Le plateau pédagogique est sous la responsabilité du Centre de Ressources de Physique de l'Université de Bordeaux. Un enseignant chercheur en assure la responsabilité. Il est épaulé par un technicien spécialisé en optique laser de l'équipe PYLA dont la mission est entièrement dédiée au maintien en condition opérationnelle des outils pédagogiques.

Du point de vue de la définition de l'offre de formation continue, un enseignant chercheur assure la responsabilité pédagogique.



## **MALLETTE PEDAGOGIQUE POUR L'HOLOGRAPHIE : COMMENT FAIRE DES EXPERIENCES POUR L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR EN S'AFFRANCISSANT SIMPLEMENT DES VIBRATIONS PARASITES**

**A. Escarguel<sup>1</sup>, R. Baude<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Laboratoire PIIM, UMR 7345 CNRS, case 322, Université d'Aix-Marseille, av. escadrille Normandie-Niemen, 13397 Marseille Cedex 20, France

alexandre.escarguel@univ-amu.fr

### **RÉSUMÉ**

L'holographie fait partie des expériences de base indispensables à toutes les filières d'optique. Elle a beaucoup d'applications et permet d'illustrer de nombreuses propriétés physiques des rayonnements cohérents. D'autre part, il est très valorisant pour un étudiant de réussir un hologramme, objet de curiosité qui garde toujours une petite part de « magie ». Cependant, il est d'habitude nécessaire d'utiliser un dispositif anti-vibratoire très couteux pour réussir ce type d'expériences. Afin de pallier à ce problème, nous avons réalisé un outil pédagogique pour l'holographie monochrome en 2010 [1, 2, 3]. Très compact, tout le matériel nécessaire est contenu dans une petite mallette. Des expériences d'interférométrie double exposition, de réalisation de filtres « notch » ou de réseaux de diffraction peuvent être réalisés sur une simple table. Cet outil est actuellement utilisé dans plusieurs Masters/Licence de l'Université d'Aix-Marseille et est régulièrement prêté à des établissements du secondaire dans le cadre de leurs projets pédagogiques.

En 2015, nous avons développé une nouvelle version de cet outil, permettant de réaliser des hologrammes couleur plus grands et offrant la possibilité de faire plus d'expériences pour les enseignements en Licence ou Master et dans les écoles d'ingénieurs. L'outil permet aussi chaque année de réaliser des journées de formation continue des enseignants du secondaire et est très fréquemment utilisée pour des actions de diffusion de la culture scientifique.

Le stand permettra de réaliser des expériences d'holographie afin d'illustrer les possibilités de l'outil : multiplexage fréquentiel/angular, double hologramme par réflexion/transmission, filtre « notch », réseau de diffraction.

**MOTS-CLEFS :** *holographie ; interférence ; pédagogie ; travaux-pratiques*

### **RÉFÉRENCES**

- [1] T. Voslion, A. Escarguel, « *An easy teaching tool for holography* », Eur. J. Phys. 33 1803–1811 (2012)
- [2] Th. Voslion, A. Escarguel, " *An easy physics outreach and teaching tool for holography* ", International Symposium on Display Holography, MIT Media Lab, Cambridge Massachusetts USA, J. Phys.: Conf. Ser. 415 012001 (2012).
- [3] A. Escarguel, « *Upgrade of the pedagogic/popular science tool for holography: color holography* », 10 International Symposium on Display Holography, St Pétersbourg (2015)

**PHOTONIQUE MONDIALE, STRATEGIE ET PERSPECTIVES****Costel Subran<sup>1</sup>***<sup>1</sup> Société Française d'Optique, 2 Avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex*

La photonique mondiale enregistre, selon les dernières évaluations de l'OSA un chiffre d'affaires d'environ 4Md USD dont environ 10Md USD dans l'industrie du laser. Les principaux secteurs d'intégration verticale sont : énergie, éclairage, sciences de la vie, machine- outils, communications, sécurité. Le marché de la photonique est un marché global entre les ressources en matériaux, la fabrication, l'intégration en produits capacitants. Avec un leadership indéniable dans les écrans, le photovoltaïque et les LED's, l'Asie prends environ 64% du marché mondial, l'Europe arrive avec 17% du marché loin derrière. La photonique mondiale crée des continuellement des emplois chiffrés fin 2015 à plus de 125.000, dans plus de 900 sociétés.

## CNOP - PHOTONIQUE FRANÇAISE, ACTIONS ET PERSPECTIVES

**Philippe BREGI<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*CNOP, 13 rue Moreau, 75012 Paris*

[pbregi@egide.fr](mailto:pbregi@egide.fr)

### RÉSUMÉ

Le Comité National d'Optique - Photonique a pour mission de fédérer et coordonner au niveau national les actions en faveur de la photonique tant en France qu'à l'international. Son président fera un point des actions menées depuis le dernier congrès de la SFO (juillet 2015) et des perspectives pour les années suivantes.

## CREATION D'ENTREPRISES AUTOUR DES LASERS A FIBRES: ENJEU DE L'INTEGRATION

**Benoît Apper-Collin<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Alphanov, Institut d'Optique d'Aquitaine, Rie François Mitterand , 33400 Talence, France*

[benoit.appert-collin@alphanov.com](mailto:benoit.appert-collin@alphanov.com)

### RÉSUMÉ

Les lasers à fibres représentent un marché mondial de plus de 1,5 milliards de dollars en croissance annuelle de l'ordre de 15%. L'enjeu économique est donc très important pour notre filière d'autant que le socle de recherche académique français est au meilleur niveau dans ce domaine. Les initiatives des chercheurs dans les laboratoires publics ou leur association avec des entrepreneurs sont d'ailleurs à l'origine de nombreux succès industriels et plusieurs leaders internationaux ont ainsi émergés sur les 15 dernières années. Illustration avec le centre technologique ALPhANOV de l'aide concrète à ces créations d'entreprises ainsi qu'à leur développement vers les marchés applicatifs : instrumentation, procédés lasers, médical...

**MOTS-CLEFS :** *laser à fibre ; création d'entreprise ; entrepreneuriat ; session industrielle*

## **POIETIS, LA START-UP À L'INTERFACE PHOTONIQUE - BIOIMPRESSION TISSULAIRE**

**Bertrand VIELLEROBE<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Biparc Bordeaux Métropole, 27 allée Charles Darwin, 33600 Pessac, France*

[bertrand.viellerobe@poietis.com](mailto:bertrand.viellerobe@poietis.com)

### **RÉSUMÉ**

La bioimpression par laser est considérée aujourd'hui comme la technologie de rupture nécessaire pour atteindre le niveau de complexité et de précision requis pour imprimer des tissus biologiques similaires aux tissus natifs. POIETIS, première start-up au monde dans ce domaine, a pour ambition de développer cette technologie et ses applications pour de nombreux domaines biomédicaux. La genèse du projet, la structuration de l'entreprise et ses perspectives de développement technologique comme applicatif seront présentées lors de cette conférence.

**MOTS-CLEFS :** *start-up ; bio-impression ; tissu biologique ; session industrie*

## RÉSUMÉ

ACCELERATEURS INNOVANTS DE PARTICULES ET DE RAYONNEMENT PAR LASER  
ULTRA-INTENSEFrançois Sylla<sup>1</sup><sup>1</sup>SourceLAB SAS, 86 rue de Paris, 91400 Orsay[sylla@sourcelab-plasma.com](mailto:sylla@sourcelab-plasma.com)

## RÉSUMÉ

SourceLAB ambitionne de proposer au marché du Contrôle Non Destructif industriel une solution alternative complète de génération de source X, basée sur l'interaction d'un laser intense avec un plasma.

## CETTE TECHNIQUE DE RUPTURE EST ABSOLUMENT INEDITE

- i. **en termes de résolution** : La génération de la source X induit des tailles de sources de 50µm, augmentant significativement la résolution de la mesure radiographique.
- ii. **en termes de débit de dose** : les valeurs sont de l'ordre de la dizaine de Gy/min à 1 m . Ces performances sont très intéressantes laissent envisager une augmentation de la productivité avec un laser haute-cadence (centaine de Hz à kHz).
- iii. **en termes d'énergie** : la technologie SourceLAB permet d'atteindre des énergies de rayons X très élevées, jusqu'à plusieurs centaines de MeV, pour l'analyse de pièces très épaisses et denses.
- iv. **en termes d'accordabilité** : cette technique de génération laser-plasma laisse présager la possibilité de choisir l'énergie du spectre X pour améliorer l'interprétation des images radiographique.
- v. **en termes de radioprotection** : la source envisagée est « ON-OFF », c'est-à-dire que le rayonnement n'est pas émis sans l'action de l'utilisateur.

## GENERATION D'HARMONIQUES D'ORDRES ELEVES DANS LES GAZ PAR LASER FEMTOSECONDE TERAWATT

L. Quintard<sup>1</sup>, O. Hort<sup>1</sup>, J. Nejd<sup>3</sup>, Ch. Ballage<sup>1</sup>, A. Dubrouil<sup>1</sup>, F. Catoire<sup>1</sup>, V. Strelkov<sup>2</sup>, D. Descamps<sup>1</sup>, E. Mével<sup>1</sup> and E. Constant<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Centre Laser Intenses et Applications, Université de Bordeaux – CNRS – CEA, UMR 5107, 43 rue Pierre Noailles, 33400 Talence, France

<sup>2</sup> General Physics Institute of Russian Academy of Sciences, Theoretical Department, 38, Vavilova st., Moscow, 119991, Russia

<sup>3</sup> ELI Beamlines project, Institute of Physics of AS CR, Na Slovance 2, 182 21, Prague 8, Czech Republic

eric.constant@u-bordeaux.fr

### RÉSUMÉ

Nous utilisons un laser femtoseconde TW pour générer des impulsions XUV ultracourtes/cohérentes de haute énergie. Nous montrons qu'il est possible de contrôler le profil spatial du faisceau XUV par contrôle cohérent après correction du front d'onde du laser fondamental.

**MOTS-CLEFS :** Génération d'harmoniques d'ordres élevés, impulsions XUV attosecondes et femtosecondes, profil spatial.

### 1. INTRODUCTION

La génération d'harmoniques d'ordres élevés (HHG) dans des gaz permet d'obtenir des impulsions XUV femtosecondes ( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ ) ou attosecondes ( $1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$ ) dans un faisceau XUV à haute cohérence spatiale. Ces impulsions sont aujourd'hui couramment utilisées pour sonder ou initier des dynamiques ultrarapides par des transitions à un photon XUV. Un effort important est actuellement réalisé pour augmenter l'énergie de ces impulsions afin de pouvoir induire des processus non linéaires avec ces impulsions. Le but final étant de les utiliser pour initier et sonder des dynamiques ultracourtes en perturbant le moins possible le système étudié.

### 2. GENERATION D'HARMONIQUES D'ORDRES ELEVES HORS FOYER

C'est dans ce contexte que nous cherchons à maximiser l'énergie d'impulsions XUV ultracourtes obtenue par HHG dans les gaz. Pour ce faire, nous utilisons un laser fondamental femtoseconde de haute énergie et nous caractérisons le faisceau XUV émis spatialement et spectralement.

La génération d'harmonique dans les gaz requiert des éclaircissements de l'ordre de  $10^{14} \text{ W/cm}^2$ . Avec des laser TW fs, ces éclaircissements peuvent être obtenus au foyer du laser en le focalisant avec de longues distances focales ( $> 5 - 10 \text{ m}$ ) ce qui constitue l'approche standard [1]. Néanmoins pour des niveaux d'énergies proches de 100 mJ, les longueurs focales à utiliser deviennent prohibitives pour de nombreuses installations expérimentales.

L'approche que nous poursuivons revient à générer des harmoniques d'ordres élevés en dehors du foyer du laser fondamental ce qui permet d'utiliser des focales plus courtes (ici  $f=2\text{m}$ ). Nous observons qu'il est effectivement possible d'obtenir des impulsions XUV à de hauts niveaux d'énergie (de l'ordre de 100 nJ) en optimisant les conditions de génération grâce à un iris qui tronque le faisceau fondamental incident (Fig. 1). Nous observons dans différents milieux (jet de gaz ou une cellule de gaz) qu'augmenter l'énergie de l'impulsion fondamentale permet d'augmenter l'énergie des impulsions XUV après optimisation (figure 1).

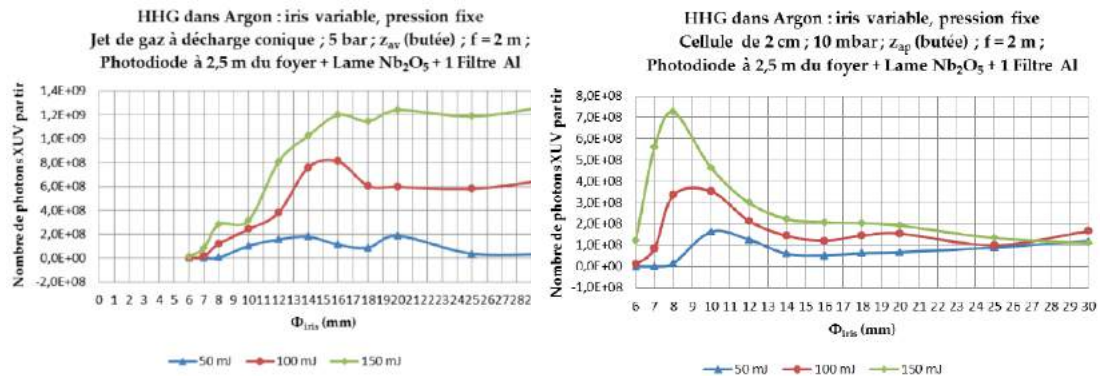


Fig. 1 : Evolution du signal XUV intégré en fonction du diamètre d'un iris qui tronque le faisceau fondamental incident pour plusieurs énergies de l'impulsion fondamentale (50, 100 et 150 mJ). L'iris permet d'optimiser le signal XUV. Après optimisation, ce signal (mesuré ici derrière un filtre d'Al et une réflexion vitreuse pour s'affranchir de l'IR) croît avec l'énergie de l'impulsion fondamentale. Des énergies XUV de  $\sim 100$  nJ par impulsions sont caractérisées après HHG dans de l'Argon.

Outre le nombre de photons, les caractéristiques spatiales des faisceaux sont aussi importantes à optimiser pour obtenir de fortes intensités XUV. Les profils spatiaux des faisceaux XUV ont été caractérisés et nous avons observé qu'ils peuvent être très distordus. Ces aberrations du profil XUV, peu documentées [2,3], peuvent être dues à des défauts du front de phase du laser fondamental ; défauts qui sont retranscrits dans le faisceau XUV en raison de la cohérence du processus. Pour s'affranchir des inhomogénéités du front de phase incident, nous avons implémenté un miroir déformable spécialement développé pour les laser femtosecondes TW (miroir déformable développé dans un projet collaboratif « Hipao » incluant les sociétés ISP system, ISP Aquitaine et Imagine Optic). Les profils spatiaux des faisceaux obtenus sont beaucoup plus réguliers après correction du front d'onde mais restent très atypiques pour des faisceaux XUV (figure 2) obtenus par HHG. Ces profils sont néanmoins très robustes et similaires aux structures spatiales communément obtenues par diffraction dans le visible.

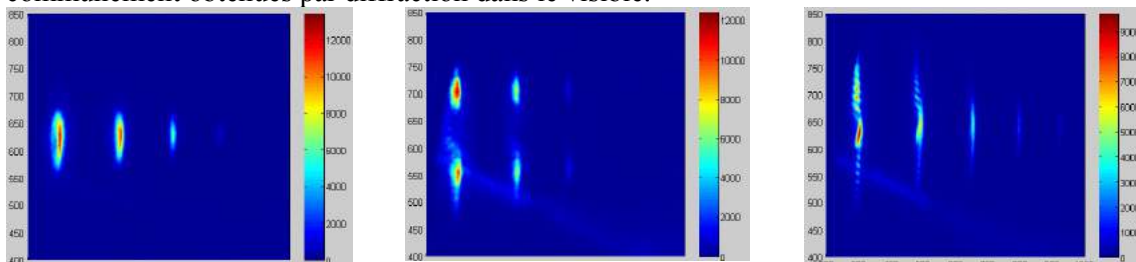


Fig. 2 : Spectres résolus spatialement pour des diamètres d'iris de 7, 12 et 16 mm après correction du front d'onde du faisceau fondamental. Les faisceaux XUV sont symétriques et structurés. Ces profils sont contrôlables par la cohérence spatiale de la génération d'harmoniques d'ordres élevés.

Nous expliquons ce phénomène en considérant la cohérence spatiale du processus de génération d'harmoniques d'ordres élevés. En retour, nous observons que la cohérence spatiale de l'émission permet de contrôler le profil spatial des faisceaux XUV lorsque les harmoniques sont générés avec un laser à front d'onde corrigé et en dehors du foyer du faisceau laser fondamental. Cette possibilité de contrôle est particulièrement intéressante pour pouvoir refocaliser directement les faisceaux XUV et obtenir des intensités XUV importantes sans optique de focalisation.

[1] E. J. Takahashi *et al.*, Nat. comm. **4** 2691 (2013)

[2] J. Jiang *et al.*, Opt. Expr **22** 15975 (2014)

[3] E. Brunetti *et al.*, Phys. Rev. A **77** 023422 (2008)



## REMOTE SR-SR OPTICAL CLOCK COMPARISON WITH AN INTERNATIONAL FIBER LINK

M. Abgrall<sup>1</sup>, A. Al-Masoudi<sup>2</sup>, A. Amy-Klein<sup>3</sup>, S. Bilicki<sup>1</sup>, E. Camisard<sup>4</sup>, C. Chardonnet<sup>3</sup>, N. Chiodo<sup>3</sup>, H. Denker, S. Dörscher<sup>5</sup>, C. Grebing<sup>2</sup>, G. Grosche<sup>2</sup>, S. Häfner<sup>2</sup>, A. Koczwara<sup>2</sup>, S. Koke<sup>2</sup>, A. Kuhl<sup>2</sup>, Y. Le Coq<sup>1</sup>, T. Legero<sup>2</sup>, R. Le Targat<sup>1</sup>, C. Lisdat<sup>2</sup>, J. Lodewyck<sup>1</sup>, O. Lopez<sup>3</sup>, F. Meynadier<sup>1</sup>, D. Nicolodi<sup>1</sup>, N. Quintin<sup>3</sup>, S. Raupach<sup>2</sup>, F. Riehle<sup>2</sup>, J.-L. Robyr<sup>1</sup>, G. Santarelli<sup>6</sup>, H. Schnatz<sup>2</sup>, F. Stefani<sup>1,3</sup>, U. Sterr<sup>2</sup>, S. Weyers<sup>2</sup>, F. Wiotte<sup>3</sup>, P.-E. Pottie<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 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

<sup>2</sup> Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Bundesallee 100, 38116 Braunschweig, Germany

<sup>3</sup> Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France

<sup>4</sup> RENATER, 23-27 rue Daviel, 75014 Paris, France

<sup>4</sup> Institut für Erdmessung, Leibniz Universität Hannover, Schneiderberg 50, 30167 Hannover, Germany

<sup>6</sup> Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences (LP2N), Université de Bordeaux 1, Institut d'Optique and CNRS, Talence, France

[paul-eric.pottie@obspm.fr](mailto:paul-eric.pottie@obspm.fr)

### RÉSUMÉ

We have built an international long-haul coherent fiber link between the German and the French National metrology institutes, via 1415 km of telecom fibers. We show that the relative frequency noise of the link is negligible compared to the one of the optical clocks after a few seconds of measurement only, and that the link induces no systematic relative frequency shift at the level of  $2 \cdot 10^{-19}$ . We report here on the first international remote optical lattice clocks comparison that we achieved with this fiber link. We show that the comparison is limited by the clocks' uncertainty and stability themselves. We obtained a fractional uncertainty of two parts in  $10^{17}$  after only 1000 s averaging time, which is already orders of magnitude faster than any other frequency transfer mean so far. The capability of performing high resolution international clock comparisons paves the way for a redefinition of the unit of time and an all-optical dissemination of the second.

**MOTS-CLEFS :** *optical link, optical clocks, time-frequency metrology*

### 1.

#### INTRODUCTION

Optical lattice clocks are a new generation of atomic clock, that outperform by one order of magnitude the uncertainty budget of the best primary frequency standards. Along with the prospective of changing the definition of the SI second, optical clocks may be used for many applications in tests of fundamental physics, in geo-sciences, astronomy, and high-precision measurements. These exciting prospects require that the clock signal can be transmitted from its laboratory of origin, without loss of performance. The direct comparison of distant optical clocks with an uncertainty below  $10^{-16}$  is out of reach to date for satellite techniques [1]. Remote optical clock comparison is a challenge that strongly motivates the development of optical fiber links. For a

decade coherent optical fiber link were improved and extended to a larger range, and reach typically  $10^{-15}$  relative stability at one second integration time in one Hz bandwidth over typical distance of 1000 km (see [2] and references therein). Linking frequency metrology institutes in Europe with optical fibers becomes a reality, that will accomplish a major step towards a possible redefinition of the SI second. Fiber links are also expected to play a key role for fundamental physics and high resolution atomic and molecular physics with the development of national fiber networks between research laboratories as for instance REFIMEVE+ in France and LIFT in Italy.

## 2. CASCADED OPTICAL LINKS

We will report on the cascaded optical link of 720 km over the Internet fiber network from LNE-SYRTE, Paris to the IT center of the University of Strasbourg (UoS) at the French-German border, and the German counter part of 720 km that connects PTB, Braunschweig to UoS over a dedicated fiber [3,4]. The focus will be given on cascaded optical links using repeater laser stations to regenerate coherently the metrological signal. We will present our collaborative work to realize the interconnection of these two long-haul cascaded links, that finally connect for the first time to our knowledge two National Metrology Institutes with a fiber link.

## 3. SR OPTICAL CLOCKS COMPARISON WITH FIBER LINKS

We will then report the relative frequency stability obtained in Strasbourg, and show that this combined optical frequency link is able to compare Sr lattice clock with an unprecedented level of accuracy for remote clocks, beyond the SI limit. The result of the first international optical clock comparison with fiber links will be presented and discussed. We will show that a state-of-the-art determination of the gravity potential at both clock sites becomes necessary to correct for the differential gravitational redshift [5].

## REFERENCES

- [1] M. Fujieda et al., "Carrier-phase Two-Way Satellite Frequency Transfer over a Very Long Baseline", *Metrologia*, 51, p. 253, 2014.
- [2] O. Lopez et al., "Frequency and time transfer for metrology and beyond using telecommunication network fibres", *Comptes rendus Physique*, 16, p.531, 2015.
- [3] N. Chiodo, N. Quintin, F. Stefani, F. Wiotte, E. Camisard, C. Chardonnet, G. Santarelli, A. Amy-Klein, P.-E. Pottie, and O. Lopez, "Cascaded optical fiber link using the internet network for remote clocks comparison," *Optics Express* 23, 33927-33937 (2015).
- [4] S. M. F. Raupach, A. Koczwara, and G. Grosche, "Brillouin amplification supports  $1 \times 10^{-20}$  accuracy in optical frequency transfer over 1400 km of underground fibre," *Physical Review A* 92, 021801(R) (2015).
- [5] C. Lisdat, G. Grosche, N. Quintin, C. Shi, S.M.F. Raupach, C. Grebing, D. Nicolodi, F. Stefani, A. Al-Masoudi, S. Dörscher, S. Häfner, J.-L. Robyr, N. Chiodo, S. Bilicki, E. Bookjans, A. Koczwara, S. Koke, A. Kuhl, F. Wiotte, F. Meynadier, E. Camisard, M. Abgrall, M. Lours, T. Legero, H. Schnatz, U. Sterr, H. Denker, C. Chardonnet, Y. Le Coq, G. Santarelli, A. Amy-Klein, R. Le Targat, J. Lodewyck, O. Lopez, P.-E. Pottie, «A clock network for geodesy and fundamental science», [arXiv:1511.07735](https://arxiv.org/abs/1511.07735)

This work was partly funded from Agence Nationale de la Recherche under grant ANR-11-BS04-0009 and REFIMEVE+, Action spécifique GRAM, Laboratoire National d'Essai, from the German Research Foundation (DFG) through the CRC 1128 geo-Q 'Relativistic geodesy and gravimetry with quantum sensors', and from the European Metrological Research Programme EMRP under SIB-02 NEAT-FT. The EMRP is jointly funded by the EMRP participating countries within EURAMET and the European Union.

## VECSEL MONOFREQUENCE ET BIFREQUENCE POUR LE TRAITEMENT DU SIGNAL

Ghaya Baili<sup>1</sup>, Alexandre Joly<sup>1</sup>, Mehdi Alouini<sup>2</sup>, Loïc Morvan<sup>1</sup>, Jean-marie George<sup>3</sup>, Gaëlle Lucas-Leclin<sup>4</sup>, Paul Dumont<sup>4</sup>, Isabelle Sagnes<sup>5</sup>, Fabien Bretenaker<sup>5</sup> et Daniel Dolfi<sup>1</sup>.

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

<sup>2</sup> Institut de Physique de Rennes, UMR CNRS 6251, Rennes Cedex, France

<sup>3</sup> Unité Mixte de Recherche CNRS-Thales, Palaiseau Cedex, France

<sup>4</sup> Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Saclay, Palaiseau, France

<sup>5</sup> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, UPR CNRS 20, Marcoussis, France

<sup>6</sup> Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, UPR 3321 – Université Paris Saclay, 91400 Orsay.

[ghaya.baili@thalesgroup.com](mailto:ghaya.baili@thalesgroup.com)

**Le comportement dynamique de Class A est démontré dans un laser semi-conducteur type VECSEL. Grâce à cette dynamique, l'élimination adiabatique des porteurs permet d'obtenir un laser dont le bruit d'intensité est limité au bruit de grenaille sur une large bande de fréquences, brique essentielle pour la transmission de signaux analogiques dans une chaîne RADAR. Par ailleurs, l'absence d'oscillations de relaxation, propriété inhérente d'une telle dynamique, a permis de démontrer un laser bi-fréquence bipolarisation pour le pompage d'une horloge CS CPT à grande stabilité de fréquences. Enfin, l'utilisation de VECSEL ouvre la voie vers l'utilisation de spin-laser pour le codage de l'information.**

**MOTS-CLEFS :** *VECSEL, bruit, dynamique des lasers, horloge, spin.*

De récents développements ont montré que les lasers semi-conducteur (SC) monomodes de classe A, basés sur une architecture de cavité longue ou très surtendue, ont un bruit d'intensité relatif (RIN) limité au bruit de grenaille sur une large bande passante : typiquement de 50 MHz à qqs dizaines de GHz [1,2]. Cette propriété est la résultante de l'inexistence des oscillations de relaxation dans une dynamique dite de classe A. Le laser utilisant un  $\frac{1}{2}$ -VECSEL dans une cavité externe à grande finesse est un candidat attrayant en tant que source optique dans les lignes de transmission analogiques dédiées au transport des signaux hyperfréquences, grâce à sa compacité, son architecture simple et sa puissance optique élevée. Les propriétés du RIN de ce type de lasers ont été étudiées théoriquement et expérimentalement. Dans le présent résumé, nous décrivons un VECSEL (Vertical External Cavity Surface Emitting Laser) développé à 1.55  $\mu\text{m}$  optimisé pour avoir un RIN extrêmement bas sur une large bande de fréquences. La deuxième partie du papier présente un VECSEL de classe A bi-fréquence et bipolarisation conçue spécifiquement pour une horloge Cs CPT à grande stabilité de fréquence. Dans la troisième partie, nous présenterons nos premiers résultats sur la possibilité de contrôler la polarisation du VECSEL par injection de spin électrique.

Le  $\frac{1}{2}$ -VECSEL considéré est constitué d'un miroir de Bragg et d'une série de puits quantiques sur InP. Un descriptif détaillé du  $\frac{1}{2}$ -VECSEL est donné dans la référence [3]. Le  $\frac{1}{2}$ -VECSEL est pompé avec une pompe monomode à 980 nm délivrant 1.45 W focalisé sur un spot de diamètre 90  $\mu\text{m}$ . Afin d'obtenir une dynamique Classe-A tout en limitant le bruit en excès aux basses fréquences et aux fréquences harmoniques de l'ISL du laser, le  $\frac{1}{2}$ -VECSEL est placée dans une cavité externe de longueur égale à 7.3 mm et dont les pertes sont limitées à 2%. Un filtre en YAG

non-traité d'épaisseur égale à 100  $\mu\text{m}$  est inséré dans la cavité afin de maintenir une oscillation monomode axiale. Un spectre optique typique, illustrant une extinction du mode secondaire (SMSR) supérieure à 62 dB, est donné par l'insert de la figure 1. Dans ces conditions et pour une puissance de pompe égale à 1.4 W, la puissance optique extraite, s'élève à 200 mW. Il est important de noter que le niveau de puissance obtenue présente un avantage pour les liaisons à modulation externe à grande dynamique, étant donné que leur gain est proportionnel à la puissance optique détectée.

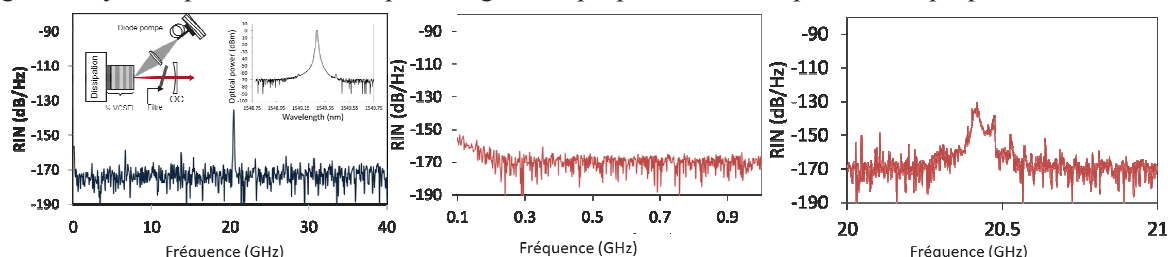


Figure 1: De gauche à droite : RIN de 100MHz à 40 GHz. Insert: Schéma de la cavité laser et spectre optique typique. RIN de 100 MHz à 1GHz. RIN autour de l'ISL du laser (20.4 GHz).

Nous illustrons un RIN extrêmement faible, inférieur à -170 dB/Hz sur la quasi-totalité de la bande de fréquences [300 MHz-40 GHz], sauf à la fréquence de l'ISL du laser i.e. 20.4 GHz. Une comparaison entre les résultats expérimentaux et les prévisions d'un modèle seront présentés.

Parmi les diverses horloges atomiques compactes en développement, celles utilisant la technique du piégeage cohérent de population (CPT) pour interroger les atomes présentent des performances en stabilité de fréquence rivalisant des horloges commerciales. Les études autour de ces horloges CPT sont motivées par le besoin de miniaturisation tout en améliorant ses performances. Dans ce cadre, nous présentons une source laser générant les deux champs lasers nécessaires à l'interrogation des atomes en Cs. Cette source est basée sur l'utilisation d'un VECSEL de dynamique de Classe A bi-fréquence et bipolarisation. Pour cela, une lame biréfringente permet de contrôler le couplage non-linéaire existant entre les deux états propres de polarisation. Ensuite, un cristal électro-optique intracavité permet d'accorder la différence de fréquences entre les polarisations. Le dimensionnement du laser, i.e. la surtension de la cavité, le pompage et les moyens de contrôle de la différence de fréquences et de la fréquence absolue permettent d'aboutir à une source unique bi-fréquence dont les propriétés en bruit sont compatibles avec une stabilité de fréquence d'horloge de  $1,6 \times 10^{-12}$  à une seconde. Des voies d'amélioration de la stabilité de fréquence de l'horloge CPT, pompée par le VECSEL bi-fréquence, seront présentées.

Finalement, nous présenterons nos récents travaux sur l'injection de spin dans les VECSELs. Basée sur la même architecture de laser de classe A, la compensation de l'anisotropie de phase linéaire résiduelle est démontrée en utilisant un PLZT intracavité. En commandant électriquement la biréfringence du cristal, nous contrôlons l'état propre du VECSEL, évoluant d'une polarisation linéaire vers une elliptique puis une circulaire. Dans ces conditions, l'injection du spin électronique dans la zone active permet de coder l'état du spin sur l'état de polarisation émise par le spin-VECSEL.

## RÉFÉRENCES

- [1] G. Baili et al, "Broad-bandwidth shot-noise-limited class-A operation of a monomode semiconductor fiber-based ring laser," *Opt. Lett.* 31, 62 (2006).
- [2] G. Baili et al, "Shot-noise-limited operation of a monomode high-cavity-finesse semiconductor laser for microwave photonics applications", *Opt. Lett.* 32, 650 (2007).
- [3] A. Sirbu et al. "High performance wafer-fused semiconductor disk lasers emitting in the 1300 nm waveband", *Opt. Exp.* 2014 Vol. 22, No. 24.
- [4] P. Dumont, F. Camargo, J. Danet, D. Holleville, S. Guerandel, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi, I. Gozhyk, G. Beaudoin, I. Sagnes, P. Georges, and G. Lucas-leclin, "Low-noise dual-frequency laser for compact Cs atomic clocks," *J. Light. Technol.*, vol. 32, no. 20, pp. 3817–3823, 2014.

## LES LASERS STABILISÉS

François Bondu<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut de Physique de Rennes UMR CNRS 6251, Université Rennes 1, 35043 Rennes, France

[francois.bondu@univ-rennes1.fr](mailto:francois.bondu@univ-rennes1.fr)

### RÉSUMÉ

Les lasers stabilisés en fréquence sont les outils de métrologie qui transfèrent les meilleures exactitudes et/ou précisions. Une modélisation linéaire du circuit d'asservissement permet de prévoir les performances de bruits. Nous insisterons sur la conception du correcteur pour exploiter de bonnes références. Nous montrerons le rôle de la stabilisation de fréquence du laser dans l'interféromètre de détection d'ondes gravitationnelles Virgo et dans la génération optique d'ondes submillimétriques à bas bruit de phase.

**MOTS-CLEFS :** *stabilisation de fréquence, d'amplitude ; métrologie temps-fréquence*

### 1. INTRODUCTION

Un oscillateur (vibration atomique) ou un résonateur (cavité optique résonnante) sont caractérisés par un coefficient de qualité  $Q$ . Un laser asservi en fréquence a ainsi une densité spectrale de bruit relatif de fréquence ultime de l'ordre de  $\tilde{\nu}/\nu = \alpha/(Q\sqrt{n})$ , où  $\alpha$  est une constante de l'ordre de l'unité, qui dépend du procédé d'interrogation et de sa mise en œuvre ; pour un résonateur,  $\sqrt{n}$  est le nombre de photons par seconde et la limite est alors le bruit de photon ; pour une collection d'atomes,  $\sqrt{n}$  est le nombre d'atomes interrogés par seconde, et la limite est alors le bruit de projection.

### 2. MODÉLISATION, RÉALISATION ET ÉVALUATION

Une boucle d'asservissement se représente par un schéma classique d'asservissement. Celui-ci permet le calcul de la performance finale, en prenant en compte les fonctions de transfert, le niveau attendu de la référence, les bruits électroniques, le bruit du laser non asservi. La simulation des deux quadratures simultanées, amplitude et phase, permet même de faire apparaître des couplages qui auraient sinon apparu comme des phénomènes non-linéaires. Cette modélisation permet d'étudier l'effet sur la stabilité de résonances mécaniques, du retard de boucle, de la conception du circuit correcteur. Pour profiter des performances intrinsèques d'une cavité, il faut que l'électronique de correction implémente des intégrateurs multiples. La stabilisation fait parfois appel à plusieurs actionneurs, l'un rapide mais de faible excursion, et l'autre de propriétés opposées. L'estimation de densités spectrales colorées doit faire l'objet d'une attention particulière. La performance évaluée par le signal d'erreur est insuffisante : seule une mesure extérieure permet de s'assurer de l'absence de phénomène parasite.

### 3. EXEMPLES D'APPLICATIONS

Une onde gravitationnelle module la fréquence relative de résonance d'une cavité Fabry-Perot. Une cavité seule ne permet pas la détection, le bruit intrinsèque du laser couvrirait le signal. Dans un montage de cavités dans un interféromètre de Michelson, le laser est stabilisé sur la fréquence moyenne, tandis que le signal d'onde gravitationnelle paraît sur la différence de fréquence, profitant de la nature tensorielle de l'onde. Le défaut de contraste permet la réjection du bruit restant de la fréquence du laser : les spécifications sur les défauts de surface du miroir sont alors très fortes. Les lasers stabilisés sont des sources très prometteuses de génération optique d'ondes submillimétriques à très bas bruit de phase. Nous montrerons les résultats pour des lasers solides et pour des lasers semi-conducteurs.

## LES FIBRES TOPOGRAPHIQUES : UN NOUVEAU DEGRE DE LIBERTE EN OPTIQUE NON-LINEAIRE

Alexandre Kudlinski<sup>1</sup>, Matteo Conforti<sup>1</sup>, Abdelkrim Bendhamane<sup>1</sup>, Francois Copie<sup>1</sup>, Flavie Braud<sup>1</sup>, Stefano Trillo<sup>2</sup> and Arnaud Mussot<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup> Université Lille 1, Laboratoire PhLAM, IRCICA, 59655 Villeneuve d'Ascq, France

<sup>2</sup> Dipartimento di Ingegneria, Università di Ferrara, Via Saragat 1, 44122 Ferrara, Italy

Author e-mail address: [arnaud.mussot@univ-lille1.fr](mailto:arnaud.mussot@univ-lille1.fr)

### RESUME

Nous revisitons des processus nonlinéaires de base tels que l'instabilité de modulation et la propagation d'impulsions solitoniques dans des fibres optiques spéciales dites topographiques. Dans ces fibres de nouvelle génération, les propriétés opto-géométriques sont modulées longitudinalement au cours du processus de fabrication ce qui nous confère un paramètre de contrôle supplémentaire dans nos travaux d'optique nonlinéaire.

**MOTS-CLEFS :** Mélange à quatre ondes, solitons, instabilité de modulation.

Dans les fibres optiques, la formation d'impulsions solitoniques ou le processus d'instabilité de modulation résultent de la compensation des effets linéaires et nonlinéaires. Jusqu'à présent la majeure partie des études expérimentales ont été réalisées dans des fibres optiques dont les propriétés de guidage demeurent constantes le long de l'axe de propagation. Cependant, il a été rapporté que le contrôle longitudinal de ces propriétés donnait accès à des performances ou des comportements particulièrement intéressants comme la compression d'impulsions solitoniques [1], l'extension des supercontinua vers l'ultra-violet [2] ou la gestion de dispersion [3-5]. Ces résultats ont d'ailleurs motivé de nombreuses études théoriques fondamentales dans le cadre de la propagation de solitons ou sur le processus de MI [6-8] dans des guides d'ondes modulés périodiquement. Afin de valider expérimentalement ces prédictions et de démontrer que les fibres optiques constituent un support expérimental de choix pour réaliser ces études, nous avons développé des moyens de fabrications particuliers nous permettant de fabriquer des fibres optiques dont le diamètre est modulé longitudinalement au cours du processus de tirage.

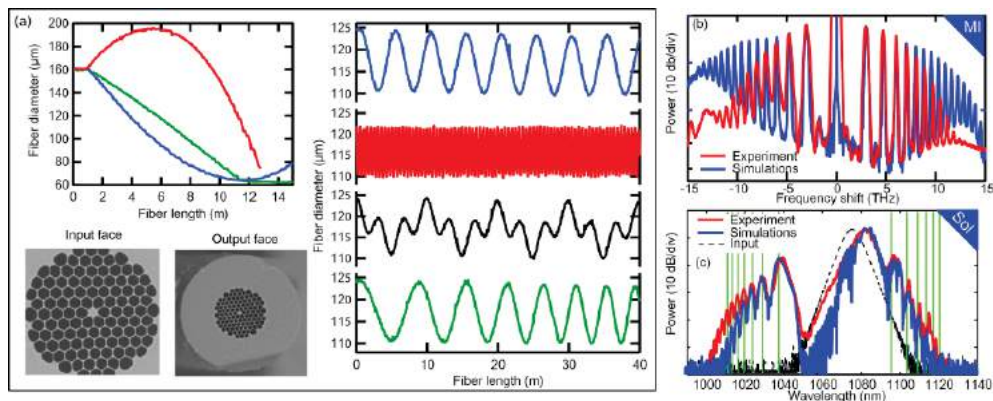


Figure 1: (a) Exemples de réalisations de fibres topographiques. Spectres enregistrés à la sortie d'une fibre oscillante dans le cadre de (b) l'instabilité de modulation et (c) de la propagation d'impulsions solitoniques. Simulations (courbes bleues) et en expérience (courbes rouges).

Ainsi, les propriétés de guidage des fibres, et notamment la dispersion de la vitesse de groupe, se trouve modulée le long de l'axe de propagation. En conséquence de quoi, la propagation des faisceaux lumineux au sein de ces fibres optiques spéciales, que nous prénommons *fibres topographiques*, présente des caractéristiques originales. Quelques exemples typiques des capacités de notre système de fabrication sont représentés sur la figure 1(a), avec des variations de diamètre de fibre périodique ou non, sur des échelles de variation du diamètre de l'ordre de 100% et avec une résolution métrique. Par exemple, en injectant un laser continu dans une fibre optique modulée périodiquement avec une période de 10 m, on constate qu'il est possible de déstabiliser plus d'une dizaine de lobes de MI (Fig. 1(b)) dont la position est régie par une relation de quasi-accord de phase engendré

par la modulation périodique du diamètre [9,11–16]. D'un point de vue pratique ces variations longitudinales peuvent être optimisées pour réaliser des amplificateurs paramétriques à larges bandes de gain plates ( $>12$  THz et 60 dB de gain) [17] pour amplifier des impulsions ultra-courtes. On montre également, que le fait d'insérer ces fibres dans des cavités passives permet d'engendrer une dynamique riche et originale avec l'excitation d'instabilités de différente nature, Turing ou Faraday [18]. Une autre illustration marquante des capacités de ces fibres est montrée sur la figure 1(c) avec la propagation d'une impulsion solitonique dans une fibre modulée périodiquement (période 5 m). La variation périodique entraîne une faible perturbation de l'impulsion solitonique la forçant à générer de multiples ondes dispersives dont les positions là-encore, sont fixées par une relation de quasi-accord de phase [10]. Nous avons également montré qu'il est possible de jouer avec la trajectoire du soliton dans des fibres à dispersion variable mais non périodique en le forçant à entrer en collisions à plusieurs reprises avec le deuxième zéro de dispersion d'une fibre [19], de transformer une onde dispersive en soliton [20], d'observer l'auto-formation d'horizon optique [21] ou de piéger une onde dans une cage solitonique [22].

Au cours de cette présentation, nous montrerons la gamme de paramètres qui sont accessibles avec notre tour de fibrage et présenterons nos derniers résultats dans le cadre de l'instabilité de modulation et la propagation d'impulsions solitoniques. Nous espérons ainsi prouver que ces fibres optiques particulières offrent un nouveau degré de liberté en optique nonlinéaire.

## REFERENCES

1. J. C. Travers, J. M. Stone, A. B. Rulkov, B. A. Cumberland, A. K. George, S. V. Popov, J. C. Knight, et J. R. Taylor, "Optical pulse compression in dispersion decreasing photonic crystal fiber," *Opt. Express* **15**, 13203 (2007).
2. A. Kudlinski, A. K. George, J. C. Knight, J. C. Travers, A. B. Rulkov, S. V. Popov, et J. R. Taylor, "Zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation," *Opt. Express* **14**, 5715-5722 (2006).
3. M. E. Marhic et F. S. Yang, "High-Nonlinearity Fiber Optical Parametric Amplifier with Periodic Dispersion Compensation," *J. Light. Technol.* **17**, 210 (1999).
4. S. G. Murdoch, R. Leonhardt, J. D. Harvey, et T. A. B. Kennedy, "Quasi-phase matching in an optical fiber with periodic birefringence," *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 1816-1822 (1997).
5. K. Kikuchi, C. Lorattanasane, F. Futami, et S. Kaneko, "Observation of quasi-phase matched four-wave mixing assisted by periodic power variation in a long-distance optical amplifier chain," *Photonics Technol. Lett. IEEE* **7**, 1378-1380 (1995).
6. F. K. Abdullaev, S. A. Darmanyan, A. Kobayakov, et F. Lederer, "Modulational instability in optical fibers with variable dispersion," *Phys. Lett. A* **220**, 213-218 (1996).
7. B. A. Malomed, *Soliton Management in Periodic Systems*, 1<sup>re</sup> éd. (Springer, 2005).
8. F. Matera, A. Mecozzi, M. Romagnoli, et M. Settembre, "Sideband instability induced by periodic power variation in long-distance fiber links," *Opt. Lett.* **18**, 1499-1501 (1993).
9. M. Droques, A. Kudlinski, G. Bouwmans, G. Martinelli, et A. Mussot, "Experimental demonstration of modulation instability in an optical fiber with a periodic dispersion landscape," *Opt. Lett.* **37**, 4832-4834 (2012).
10. M. Conforti, S. Trillo, A. Mussot, et A. Kudlinski, "Parametric excitation of multiple resonant radiations from localized wavepackets," *Sci. Rep.* **5**, (2015).
11. M. Droques, A. Kudlinski, G. Bouwmans, G. Martinelli, et A. Mussot, "Dynamics of the modulation instability spectrum in optical fibers with oscillating dispersion," *Phys. Rev. A* **87**, 013813 (2013).
12. M. Droques, A. Kudlinski, G. Bouwmans, G. Martinelli, A. Mussot, A. Armaroli, et F. Biancalana, "Fourth-order dispersion mediated modulation instability in dispersion oscillating fibers," *Opt. Lett.* **38**, 3464-3467 (2013).
13. A. Armaroli et F. Biancalana, "Tunable modulational instability sidebands via parametric resonance in periodically tapered optical fibers," *Opt. Express* **20**, 25096-25110 (2012).
14. A. Armaroli et F. Biancalana, "Suppression and splitting of modulational instability sidebands in periodically tapered optical fibers because of fourth-order dispersion," *Opt. Lett.* **39**, 4804-4807 (2014).
15. A. Armaroli et F. Biancalana, "Vector modulational instability induced by parametric resonance in periodically tapered highly birefringent optical fibers," *Phys. Rev. A* **87**, 063848 (2013).
16. C. Finot, J. Fatome, A. Sysoliatin, A. Kosolapov, et S. Wabnitz, "Competing four-wave mixing processes in dispersion oscillating telecom fiber," *Opt. Lett.* **38**, 5361-5364 (2013).
17. C. Fourcade-Dutin, Q. Bassery, D. Bigourd, A. Bendahmane, A. Kudlinski, M. Douay, et A. Mussot, "12 THz flat gain fiber optical parametric amplifiers with dispersion varying fibers," *Opt. Express* **23**, 10103 (2015).
18. M. Conforti, A. Mussot, A. Kudlinski, et S. Trillo, "Modulational instability in dispersion oscillating fiber ring cavities," *Opt. Lett.* **39**, 4200 (2014).
19. A. Bendahmane, F. Braud, M. Conforti, B. Barviau, A. Mussot, et A. Kudlinski, "Dynamics of cascaded resonant radiations in a dispersion-varying optical fiber," *Optica* **1**, 243 (2014).
20. M. Billet, F. Braud, A. Bendahmane, M. Conforti, A. Mussot, et A. Kudlinski, "Emission of multiple dispersive waves from a single Raman-shifting soliton in an axially-varying optical fiber," *Opt. Express* **22**, 25673 (2014).
21. Wang S., A. Mussot, M. Conforti, A. Bendahmane, Zeng, X, et A. Kudlinski, "Optical event horizons from the collision of a soliton and its own dispersive wave," submitted to *Phys. Rev. A* (2015).
22. Wang S., A. Mussot, M. Conforti, Zeng, X, et A. Kudlinski, "Bouncing of a dispersive wave in a solitonic cage," submitted to *Opt. Lett.* (2015).

# Modelocking of Terahertz quantum cascade lasers for short pulse generation

F. Wang, K. Maussang, H. Nong, J. Mangeney, J. Tignon & S. S. Dhillon

<sup>1</sup> *Laboratoire Pierre Aigrain, Ecole Normale Supérieure-PSL Research University, CNRS, Université Pierre et Marie Curie-Sorbonne Universités, Université Paris Diderot-Sorbonne Paris Cité, 75231 Paris, France*

sukhdeep.dhillon@lpa.ens.fr

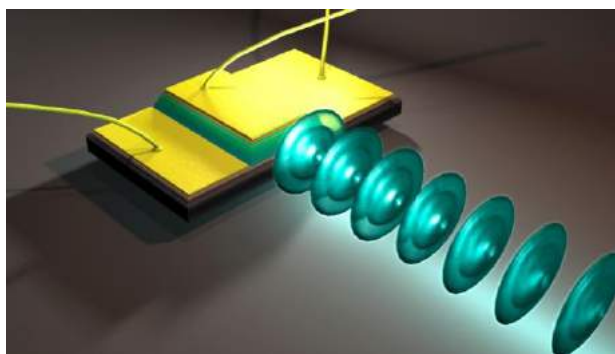
## RÉSUMÉ

The generation of ultrashort terahertz pulses from quantum cascade lasers via modelocking is reviewed, with current limitations and future directions presented.

**MOTS-CLEFS :** *Terahertz; Semiconductor lasers; Mode-locked lasers*

## 1. INTRODUCTION

The generation of ultrashort and intense pulses of radiation from quantum cascade lasers (QCLs) has proved to be challenging. It has been suggested that the ultrafast electron dynamics of these devices leads to inherent multimode instabilities that prevent mode-locking and pulse formation. Nonetheless, active mode-locking has been recently demonstrated [1] [2] in THz QCLs by electronically modulating the device at a microwave frequency corresponding to the cavity round-trip. This has been attributed to the longer gain recovery time of THz QCLs than those operating in the mid-infrared. Here we will review the current state-of-the art and discuss the dominant factors and limitations for active pulse generation.



In particular we will show that the key is in fact the microwave cavity and the synchronization between the propagating electronic microwave modulation and the THz pulse in the QCL. This allows the THz pulse to propagate in phase with the microwave modulation along the gain medium, permitting pulse generation [4].

This work implies that for QCL modelocking, the fast gain recovery time does not limit pulse formation when a strong active modulation is applied at the correct frequency. This work brings an enhanced understanding of modelocking of QCLs and will permit new concepts to be explored to generate shorter and more intense pulses in the terahertz and mid-infrared ranges using a compact and practical semiconductor source.



## RÉFÉRENCES

- [1] S. Barbieri, M. Ravarò, P. Gellie, G. Santarelli, C. Manquest, C. Sirtori, S. P. Khanna, E. H. Linfield, and A. G. Davies, "Coherent sampling of active mode-locked THz quantum cascade lasers and frequency synthesis", *Nat. Photonics* 5, 306–313 (2011).
- [2] J. R. Freeman, J. Maysonnave, H. E. Beere, D. A. Ritchie, J. Tignon, and S. S. Dhillon, "Electric field sampling of modelocked pulses from a quantum cascade laser", *Opt. Express* 21, 16162 (2013).
- [3] C. Y. Wang, L. Kyznetsova, V. M. Gkortsas, L. Diehl, F. X. Kartner, M. A. Belkin, A. Belyanin, X. Li, D. Ham, H. Schneider, P. Grant, C. Y. Song, S. Haffouz, Z. R. Wasilewski, H. C. Liu and Federico Capasso, "Mode-locked pulses from mid-infrared quantum cascade lasers," *Opt. Express* 17, 19929–12943 (2009).
- [4] F. Wang, K. Maussang, S. Moundji, R. Colombelli, J. Freeman, I. Kundu, L. Li, E. Linfield, A. Davies, J. Mangeney, J. Tignon, and S. Dhillon, "Generating ultrafast pulses of light from quantum cascade lasers," *Optica* 2, 944-949 (2015).

## OPTIQUE NON-LINEAIRE TERAHERTZ

**Jérôme Degert<sup>1,2</sup>, Marion Cornet<sup>1,2</sup>, Emmanuel Abraham<sup>1,2</sup>, Éric Freysz<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> Univ. de Bordeaux, LOMA, UMR 5798, 351 cours de la Libération, 33405 Talence Cedex, France

<sup>2</sup> CNRS, LOMA, UMR 5798, 351 cours de la Libération, 33405 Talence Cedex, France

jerome.degert@u-bordeaux.fr

### RÉSUMÉ

Dans cette communication, nous nous intéresserons à l'étude de phénomènes non-linéaires d'ordre 2 mettant en jeu des impulsions THz. Tout d'abord, nous montrerons que la modulation d'amplitude d'une impulsion optique via l'effet Pockels induit par une impulsion THz, lorsqu'elle est résolue spectralement, permet de caractériser la dispersion de vitesse de groupe d'une impulsion optique femtoseconde au moyen d'une impulsion THz picoseconde. Ensuite, nous verrons qu'il est possible de générer le second harmonique d'un rayonnement optique via une cascade de deux non-linéarités d'ordre 2, l'une d'elles étant dans le domaine THz.

**MOTS-CLEFS :** *optique ultra-rapide ; optique non-linéaire ; impulsions THz.*

### 1. INTRODUCTION

La gamme de fréquence térahertz (THz), comprise entre 0,1 et 10 THz suscite actuellement un grand intérêt du fait des opportunités qu'elle offre dans divers domaines d'applications. Pendant de nombreuses années, cette gamme de fréquence THz a été relativement peu explorée faute de sources adéquates. Or, de nombreux phénomènes allant de la physique atomique à la biologie ont une signature spectrale dans ce domaine spectral. On peut citer, par exemple, les modes de vibration basse fréquence dans un solide, la rotation d'une molécule, ainsi que l'excitation des électrons libres (ou faiblement liés) dans un conducteur/semi-conducteur ou bien encore dans un plasma. Cependant, grâce aux développements technologiques récents, on dispose désormais de sources THz cohérentes, plus ou moins large bande, et relativement intenses, permettant d'exciter directement ces processus. Dès lors, cette excitation résonnante accroît considérablement les possibilités d'investigation et de contrôle de la matière. Avec ces sources capables de délivrer des impulsions dont le champ électrique dépasse le MV/cm, des expériences autrefois dévolues au domaine visible-proche IR sont désormais accessibles dans le domaine THz avec tous les challenges techniques et théoriques que cela suppose. Dans ce contexte, nous nous sommes intéressés plus particulièrement à l'étude de phénomènes non-linéaires d'ordre 2 mettant en jeu des impulsions THz : d'une part la modulation d'amplitude d'une impulsion optique via l'effet Pockels induit par une impulsion THz que nous avons résolue spectralement, ce qui nous a permis de caractériser la dispersion de vitesse de groupe d'une impulsion optique femtoseconde [1] ; d'autre part, la génération de second harmonique induite par un champ THz intense résultant d'une cascade de deux non-linéarités d'ordre 2, l'une d'elles étant dans le domaine THz [2].

### 2. CARACTERISATION D'IMPULSIONS FEMTOSECONDES AU MOYEN D'IMPULSIONS THZ PICOSECONDES

Dans cette première partie, nous porterons un nouveau regard sur l'effet Pockels, un effet non-linéaire du second ordre, habituellement utilisé pour échantillonner temporellement le champ électrique d'une impulsion THz picoseconde au moyen d'une impulsion optique femtoseconde. Nous démontrerons tout d'abord que, pour une certaine géométrie des champs électriques optique et THz à l'entrée d'un cristal électro-optique de tellure de zinc (ZnTe), l'effet Pockels génère une impulsion optique signal, déphasée de  $\pi/2$  par rapport à l'impulsion optique incidente et polarisée

orthogonalement à cette dernière. Cette nouvelle composante d'origine électro-optique pouvant être facilement isolée expérimentalement, nous en avons étudié le spectre en fonction du retard  $\tau$  entre les impulsions optique et THz. Nous verrons que cette expérience de corrélation croisée résolue spectralement, assez semblable à la méthode du X-FROG, fournit un spectrogramme (cf. figure 1) permettant de caractériser la phase spectrale d'une impulsion optique inconnue, à partir de son interaction avec une autre impulsion de référence dans le domaine THz. Par exemple, nous montrerons qu'il est possible de mesurer la dérive de fréquence de l'impulsion optique avec une assez bonne précision.

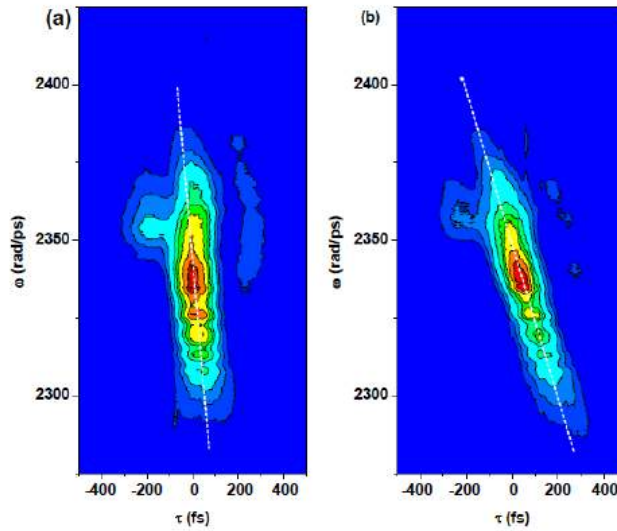


Fig. 1 : Spectrogrammes obtenus pour deux compressions différentes de l'impulsion optique.

### 3. EFFET DE CASCADE ET GENERATION DE SECOND HARMONIQUE INDUITE PAR UNE IMPULSION THz INTENSE

Cette deuxième partie sera consacrée à l'étude d'un effet non-linéaire effectif d'ordre trois. Nous aborderons ainsi la génération de second harmonique induite par effet Pockels dans un cristal de ZnTe (effet PISH pour Pockels-Induced Second Harmonic). Nous verrons que ce processus résulte d'un effet de cascade de deux procédés non-linéaires du second ordre, l'un d'entre eux étant dans le domaine THz. Nous montrerons également que, malgré certaines ressemblances, il ne doit pas être confondu avec le procédé de génération de second harmonique du troisième ordre dit TFISH (THz-Field-Induced Second Harmonic) [3]. Pour cela, nous nous appuierons sur la comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle analytique que nous avons développé et les prédictions tirées de l'effet TFISH. Enfin, nous verrons que ce signal de second harmonique peut être utilisé pour mesurer le champ THz, ceci en utilisant une méthode de détection hétérodyne.

#### RÉFÉRENCES

- [1] M. Cornet, J. Degert, E. Abraham, and E. Freysz, "Frequency resolved cross-correlation between optical and terahertz pulses: application to ultrashort laser pulse characterization," *Opt. Express* **24** (3), 3003-3010 (2016).
- [2] M. Cornet, J. Degert, E. Abraham, and E. Freysz, "Terahertz-field-induced second harmonic generation through Pockels effect in zinc telluride crystal," *Opt. Lett.* **39**, 5921-5924 (2014).
- [3] J. Chen, P. Han, and X.-C. Zhang, "Terahertz-field-induced second-harmonic generation in a beta barium borate crystal and its application in terahertz detection," *Appl. Phys. Lett.* **95**, 011118 (2009).

## Single molecules Optical Nanoscopy

B. Lounis<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Univ Bordeaux, LP2N, F-33405 Talence, France

<sup>2</sup> Institut d'Optique & CNRS, LP2N, F-33405 Talence, France.

Optical resolution of solid-state single quantum emitters at the nanometer scale is a challenging step towards the control of delocalized states formed by strongly and coherently interacting emitters, and for efficient and deterministic coupling of emitters to photonic or plasmonic nanostructures.

In this talk, I will describe a simple super-resolution optical microscopy method operating at cryogenic temperatures, which is based on optical saturation of the excited state of single fluorescent molecules with laser-shaped beams. Sub-5 nm resolution in the transverse plane and 20 nm resolution in the longitudinal direction have been achieved with extremely low excitation intensities; a million times lower than those used in room temperature STED microscopy. Compared to super-localization approaches, this technique offers a unique opportunity to super-resolve single molecules having overlapping optical resonance frequencies, paving the way to the study of coherent interactions between single emitters and to the manipulation of their degree of entanglement.

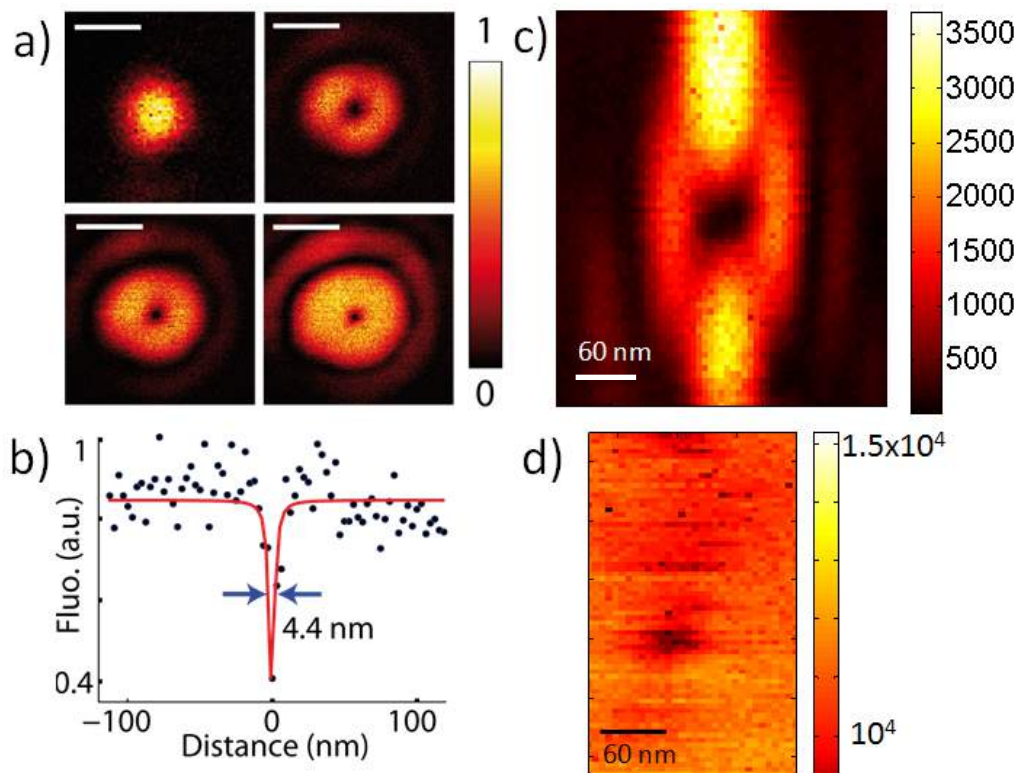


Figure: **a**, Images of a single DBATT molecule obtained with a Gaussian beam (upper left image) and with the doughnut beam at different intensities (0.8, 3.3 and 13  $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ,  $I_s = 3.8 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ ); scale bars, 500 nm. **b**, Cross-sectional profile obtained at a larger intensity (13  $\text{kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) showing a resolution of 4.4 nm. **c,d**, Images of a single DBATT molecule in the  $x,z$  plane obtained with the second beam profile (maximum intensity 23  $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$  for **c**, and 3.2  $\text{kW}\cdot\text{cm}^{-2}$  for **d**). A resolution of 20 nm along the  $z$  direction is achieved.

# CHAUFFAGE OPTIQUE DE NANOPARTICULES D'OR ET APPLICATIONS EN PHYSIQUE, CHIMIE ET BIOLOGIE

**Guillaume Baffou**

*Institut Fresnel UMR 7249, CNRS, Aix-Marseille Université, Ecole centrale Marseille  
13013 Marseille, France  
[guillaume.baffou@fresnel.fr](mailto:guillaume.baffou@fresnel.fr)*

## RESUME

Cette exposé présentera les développements récents de l'institut Fresnel exploitant les effets photothermiques de nanoparticules d'or sous illumination à leur résonance plasmonique, un domaine de recherche prénommé thermoplasmonique [1].

Expérimentalement, nous avons récemment développé en 2012 une technique optique de microscopie thermique capable de cartographier un champ de température aux petites échelles [2,3]. Nous utilisons maintenant cette technique de microscopie dans presque tous nos développements expérimentaux. Cette technique sans marquage nous a permis de mettre en lumière et d'étudier la physique de processus physiques/chimiques/biologiques thermo-induits en plasmonique, comme la dynamique de microbulles [4], le surchauffage de liquides au-delà de leurs températures d'ébullition [4], le façonnage de profils de température aux petites échelles [5,6], les efficacités photothermiques de nouvelles structures plasmoniques [7,8], le chauffage de réseaux de nanoparticules [9], une nouvelle méthode de synthèse hydrothermale à pression ambiante [10,11] et la migration de cellules vivantes [12].

Nous menons également des travaux numériques et théoriques en thermoplasmonique. En particulier, nous avons développé de nouveaux algorithmes pour le calcul de température en plasmonique [13,14], nous avons étudié le chauffage en mode pulsé [14] et harmonique [15], la convection de fluide thermo-induite aux petites échelles [16], les effets thermiques collectifs [8], la mesure de température dans des cellules vivantes [17,18], le seuil de formation de bulles en chauffage pulsé [19] et les efficacités photothermiques de nouveaux matériaux en plasmonique [20].

## REFERENCES

- [1] Baffou et al., *Laser & Photon. Rev.* 7, 171-187 (2013).
- [2] Baffou et al., *ACS Nano* 6, 2452–2458 (2012).
- [3] Berto et al., *Phys. Rev. B* 86, 165417 (2012).
- [4] Baffou et al., *J. Phys. Chem. C* 118, 4890 (2014)
- [5] Baffou et al., *Nanoscale* 6, 8984 - 8989 (2014)
- [6] Baffou et al., *ACS Nano* 4, 709 (2010)
- [7] Bell et al., *ACS Nano* 9, 5551-5558 (2015)
- [8] Kundrat et al., *Nanoscale* 7, 15814-15821 (2015)
- [9] Baffou et al., *ACS Nano* 7, 6478–6488 (2013)
- [10] Robert et al., *ACS Omega*, just accepted (2016)
- [11] Zhu et al., *ACS Nano* 6, 7227–7233 (2012)
- [12] Baffou et al., *Physical Review B* 82, 165424 (2010)
- [13] Baffou et al., *Chem. Soc. Rev.* 43, 3898-3907 (2014)
- [14] Baffou et al., *Physical Review B* 84, 035415 (2011)
- [15] Berto et al., *Physical Review B* 90, 035439 (2014)

- [16] Donner et al., ACS Nano 5, 5457 (2011)
- [17] Baffou et al., Nature Methods 11, 899-901 (2014)
- [18] Baffou et al., Nature Methods 12, 803 (2015)
- [19] Metwally et al., J. Phys. Chem. C 119, 28586–28596 (2015)
- [20] Lalisse et al., J. Phys. Chem. C 119, 25518–25528 (2015)

## NANO-OPTOMECHANIQUE : DES LIQUIDES AUX PHENOMENES COLLECTIFS

**Eduardo Gil-Santos, Biswarup Guha, Pierre Allain, William Hease, Carmen Gomez, Aristide Lemaitre, Giuseppe Leo et Ivan Favero**

*Matériaux et Phénomènes Quantiques, CNRS (UMR 7162) et Université Paris Diderot, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet 75013 Paris, France*

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

[ivan.favero@univ-paris-diderot.fr](mailto:ivan.favero@univ-paris-diderot.fr)

### RESUME

Nous discutons nos récents progrès dans le contrôle du couplage optomécanique et de la dissipation mécanique et optique dans les résonateurs en arséniure de gallium. Grâce aux performances maintenant atteintes par ces résonateurs, nous avons pu les exporter en milieux liquides, pourtant réputé dissipatifs, et explorer leur interaction avec ces nouveaux environnements. Nous montrons ici comment ils peuvent être utilisés pour acquérir de l'information physique concernant un liquide, avec une sensibilité et une bande-passante supérieure aux technologies établies. L'opération fluidique nous a également amenés à découvrir une nouvelle méthode d'accord photonique et mécanique d'un ensemble de résonateurs, avec une précision dépassant celle obtenue en nanofabrication usuelle. Nous utilisons cette approche pour faire interagir optiquement plusieurs résonateurs de manière résonante, et obtenir des régimes de synchronisation.

**MOTS-CLEFS :** optomécanique, dissipation, liquides, phénomènes optique collectifs

- [1] L. Ding et al., Physical Review Letters 105, 263903 (2010).
- [2] D. T. Nguyen et al., Applied Physics Letters 103, 241112 (2013).
- [3] C. Baker et al., Optics Express 22, 14072 (2014).
- [4] E. Gil-Santos et al., Nature Nanotechnology 10, 810–816 (2015).
- [5] E. Gil-Santos et al., arXiv 1511.06186 (2015).
- [6] B. Guha et al., arXiv 1605.00477 (2016).

## INTERFÉROMÉTRIE QUANTIQUE EN LUMIÈRE BLANCHE - APPLICATION À LA MESURE DE LA DISPERSION CHROMATIQUE

**Florian Kaiser<sup>1</sup>, Djeylan Aktas<sup>1</sup>, Panagiotis Vergyris<sup>1</sup>,  
Charles Babin<sup>1,2</sup>, Laurent Labonté<sup>1</sup>, Sébastien Tanzilli<sup>1</sup>**

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

<sup>2</sup> *École Normale Supérieure de Lyon, 46 Allée d'Italie, 69364 Lyon Cedex 07, France*

florian.kaiser@unice.fr

### RÉSUMÉ

Le concept d'interférométrie quantique en lumière blanche est introduit et appliqué à la mesure de dispersion chromatique avec une précision inégalée.

**MOTS-CLEFS :** *interférométrie quantique en lumière blanche; intrication; état  $N00N$ , dispersion chromatique*

### 1. INTRODUCTION

La détection de la phase optique est l'une des mesures les plus avancées en métrologie classique. Elle a permis, notamment, la détection directe des ondes gravitationnelles [1]. La précision maximale pour une mesure de phase  $\phi$  est donnée par la limite quantique standard,  $\delta\phi \sim 1/\sqrt{N}$ , où  $N$  représente la quantité de photons utilisée pour la mesure. Du point de vue fondamental, cette limite peut être surpassée en utilisant de la lumière quantique, par exemple un état  $N00N$  qui représente une superposition cohérente d'avoir  $N$  photons dans un bras d'un interféromètre avec zéro dans l'autre, et vice versa. Dans ce cas, la sensibilité au changement de phase est multiplié par  $N$ , et la précision sur une mesure de phase peut atteindre la limite de Heisenberg,  $\delta\phi \sim 1/N$ . Néanmoins, les sources actuelles de lumière quantique sont loin de produire des photons à un taux comparable à ceux des sources classiques. C'est la raison pour laquelle les sources quantiques ne sont pas encore utilisées pour des applications en dehors du laboratoire.

Dans cette présentation, nous introduirons d'abord le concept de l'interférométrie quantique en lumière blanche avec un état  $N00N$  à deux photons ( $N = 2$ ). Nous montrerons que la phase optique peut être déduite de la mesure d'un interférogramme dans le domaine spectral. Hormis le doublage de la sensibilité en phase, nous montrerons également que l'interférométrie quantique apporte plusieurs avantages importants qui dépassent les capacités de l'interférométrie en lumière blanche standard. Par exemple, la version quantique ne nécessite pas que l'interféromètre soit équilibré, permettant ainsi des séries de mesures avec des échantillons possédant diverses épaisseurs et/ou propriétés optiques. Par ailleurs, pour les mesures de la dispersion chromatique, le traitement des données est considérablement simplifié. Ceci est rendu possible grâce à l'intrication en énergie-temps portée par les paires de photons qui induit l'annulation automatique du terme (parasite) de la dispersion au troisième ordre. L'exploitation de ces avantages nous a permis d'effectuer une mesure de la dispersion chromatique dans une fibre optique standard (Corning SMF28e, longueur de 1 m) avec une précision qui dépasse l'état de l'art par un facteur 2.6 [2], bien que nous utilisions  $\sim 20$  fois moins de photons en moyenne sur la fenêtre spectrale d'observation, par rapport aux meilleures réalisations classiques. La combinaison des avantages fondamentaux (sensibilité en phase doublée) et conceptuels (pas de nécessité d'équilibrer l'interféromètre, traitement de données simplifié, moins de photons nécessaires) permet d'effectuer les mesures dans des temps comparables à ceux des appareils classiques. Notre approche représente ainsi une méthode très intéressante pour les applications de la métrologie quantique en dehors du laboratoire.



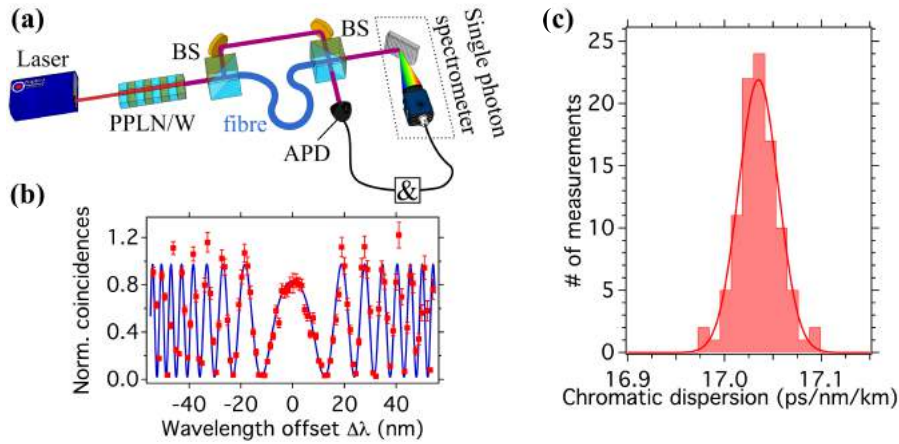


FIGURE 1 : (a) Expérience d'interférométrie quantique en lumière blanche pour la mesure de la dispersion chromatique. BS : beam-splitter, APD : détecteur de photons uniques. (b) Spectrogramme typique des mesures de coïncidences en fonction de l'écart en longueur d'onde (par rapport à 1560 nm). (c) Analyse des valeurs obtenues pour 100 mesures identiquement réalisées.

## 2. SCHEMA DE L'EXPÉRIENCE ET RÉSULTATS

L'expérience est montrée en FIGURE 1(a). La source de lumière blanche quantique est basée sur un laser à 780 nm qui pompe un guide d'onde intégré sur un cristal de niobate de lithium périodiquement polarisé. Par conversion paramétrique spontanée, des paires de photons intriqués en énergie-temps sont produites autour de 1560 nm avec une largeur spectrale de  $\sim 120$  nm [3]. Les photons sont envoyés dans un interféromètre de type Mach-Zehnder fortement déséquilibré. Un bras est entièrement en espace libre (référence) et l'autre contient la fibre à tester. Les paires de photons sont mesurées grâce à un détecteur de photons uniques dans une sortie et un spectromètre sensible aux photons uniques dans l'autre sortie. Un spectrogramme typique est montré en FIGURE 1(b) et la valeur de la dispersion chromatique est obtenue par une fonction d'ajustement appropriée. En répétant cette mesure 100 fois sur la même fibre, nous déduisons la précision issue de l'analyse statistique (résultat de la FIGURE 1(c)). Nous obtenons une valeur de la dispersion chromatique,  $D = 17.035 \frac{\text{ps}}{\text{nm}\cdot\text{km}}$  à 1560 nm, qui est en bon accord avec les spécifications du fabricant. La précision obtenue est de  $\pm 0.021 \frac{\text{ps}}{\text{nm}\cdot\text{km}}$ , ce qui est 2.6 fois meilleur que la mesure standard ( $\pm 0.054 \frac{\text{ps}}{\text{nm}\cdot\text{km}}$ ).

## 3. CONCLUSION

Nous avons introduit le concept d'interférométrie quantique en lumière blanche qui offre des avantages fondamentaux et conceptuels par rapport de l'interférométrie en lumière blanche standard. Nous avons effectué une mesure de la dispersion chromatique dans une fibre optique standard avec une précision qui dépasse l'état de l'art par un facteur 2.6, bien qu'environ 20 fois moins de photons aient été impliqués pour la mesure [2]. Ces avantages sont très prometteurs pour le développement des applications de la métrologie quantique en dehors du laboratoire.

## RÉFÉRENCES

- [1] LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration, "Observation of gravitational waves from a binary black hole merger," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, p. 061102, 2016.
- [2] T. Grosz, A. P. Kovacs, M. Kiss, R. Szipocs, "Measurement of higher order chromatic dispersion in a photonic bandgap fiber : comparative study of spectral interferometric methods," *Appl. Opt.*, vol. 53, pp. 1929-1937, 2014.
- [3] F. Kaiser, L. A. Ngah, A. Issautier, T. Delord, D. Aktas, V. D'Auria, M. P. De Micheli, A. Kastberg, L. Labonté, O. Alibert, A. Martin, S. Tanzilli, "Polarization entangled photon-pair source based on quantum nonlinear photonics and interferometry," *Opt. Commun.*, vol. 327, pp. 7-16, 2014.

# QUANTUM SIMULATION OF ISING-TYPE HAMILTONIANS IN TUNABLE 2D ARRAYS OF SINGLE RYDBERG ATOMS

Daniel Barredo<sup>1</sup>, Henning Labuhn<sup>1</sup>, Sylvain Ravets<sup>1</sup>, Sylvain de Léséleuc<sup>1</sup>, Tommaso Macrì<sup>2</sup>,  
Thierry Lahaye<sup>1</sup>, Antoine Browaeys<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris Sud 11, 2 avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau cedex, France.*

<sup>2</sup> *Departamento de Física Teórica e Experimental, Universidade Federal do Rio Grande do Norte, and International Institute of Physics, Natal-RN, Brazil.*

daniel.barredo@institutoptique.fr

## ABSTRACT

We report on a novel scalable platform for quantum simulation of spin Hamiltonians based on tunable 2D arrays of individual Rydberg atoms.

**MOTS-CLEFS :** *Rydberg atoms; Quantum simulation; spin Hamiltonians*

## 1. INTRODUCTION

Quantum spin Hamiltonians are used to describe a large variety of condensed matter systems such as quantum magnets, topological insulators, or high-temperature superconductors. During the last decade several platforms, including cold atoms in optical lattices, trapped ions, or polar molecules, have been explored to simulate those models that are otherwise difficult to solve analytically, and cannot generally be treated numerically, even for a few tens of particles. Cold Rydberg atoms constitute another promising scalable platform for such tasks and different implementations have been proposed [1].

## 2. EXPERIMENTAL SETUP

In our experiments we trap single <sup>87</sup>Rb atoms in optical tweezers. We use a spatial light modulator to create arbitrary 2D arrays of traps separated by distances of a few microns (Fig. 1). To engineer the interactions between the atoms we coherently excite them to Rydberg states. By measuring the populations of the different states at the end of the sequence we have access to the dynamics of the interacting systems that can be described by spin-type Hamiltonians.

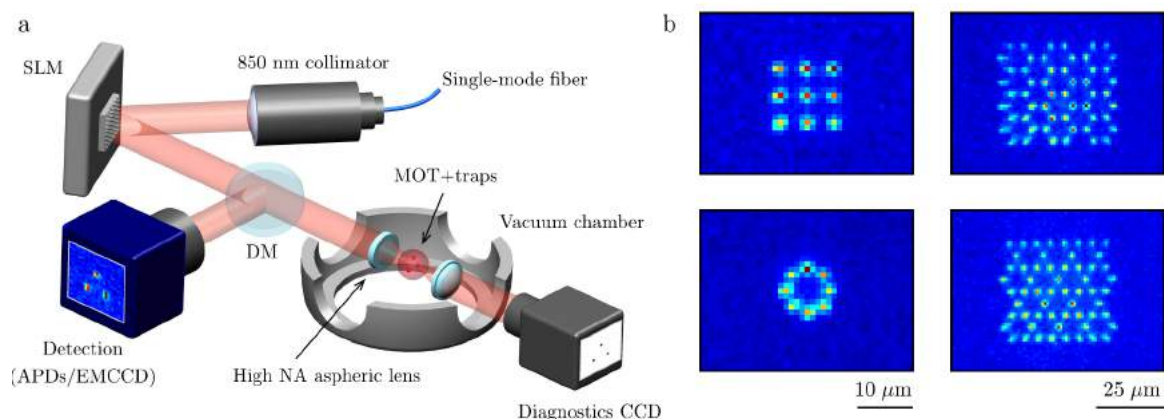


FIGURE 1 : (a) Scheme of the experimental setup. (b) Fluorescence images of single atoms trapped in microtrap arrays with different geometries [2].

### 3. QUANTUM SIMULATION OF AN ISING-TYPE MODEL

The interactions between single Rydberg atoms in fully configurable 2D arrays can be exploited to engineer different types of spin Hamiltonians [3, 4, 5]. In this work, we make use of van der Waals interactions to implement the Ising-like Hamiltonian :

$$H = \sum_i \frac{\hbar\Omega}{2} \sigma_x^i + \sum_{i<j} V_{ij} n^i n^j, \quad (1)$$

by shining on the array a laser field of Rabi frequency  $\Omega$ , resonant with the transition between the ground state  $|\downarrow\rangle_i$  and a chosen Rydberg state  $|\uparrow\rangle_i$  of atom  $i$ . Here,  $\sigma_\alpha^i$  ( $\alpha = x, y, z$ ) are the Pauli matrices, and  $n^i = (1 + \sigma_z^i)/2$ . The coupling term  $V_{ij}$  describes the van der Waals interaction between atoms  $i$  and  $j$  when they are both in  $|\uparrow\rangle$ .

For systems of up to thirty spins, both in 1D and 2D configurations, we measure the coherent evolution of the particles interacting under the Ising-type Hamiltonian (1) in a transverse field after a quantum quench [6]. We show that the dynamics and the emergence of correlations are accurately described by the spin Hamiltonian and we analyze the role of the small remaining experimental imperfections. In addition, we study the effect of partial filling of the arrays in the dynamics and the limitations of using anisotropic interactions for the quantum simulation of the spin-1/2 system.

### CONCLUSION

We present a versatile experimental setup for the quantum simulation of spin Hamiltonians with arbitrary 2D arrays of single Rydberg atoms. Our results open exciting possibilities in quantum magnetism to study, for example, the transition from few to many body physics, the role of disorder, and the emergence of geometry-induced frustration in such systems.

### REFERENCES

- [1] H. Weimer, M. Müller, I. Lesanovsky, P. Zoller, H. P. Büchler “A Rydberg quantum simulator”, *Nat. Phys.*, 6, 382 (2010).
- [2] F. Nogrette, H. Labuhn, S. Ravets, D. Barredo, L. Béguin, A. Vernier, T. Lahaye, A. Browaeys “Single-Atom Trapping in Holographic 2D Arrays of Microtraps with Arbitrary Geometries”, *Phys. Rev. X*, 4, 021034 (2014).
- [3] D. Barredo, S. Ravets, H. Labuhn, L. Béguin, A. Vernier, F. Nogrette, T. Lahaye, A. Browaeys “Demonstration of a Strong Rydberg Blockade in Three-Atom Systems with Anisotropic Interactions”, *Phys. Rev. Lett.*, 112, 183002 (2014).
- [4] S. Ravets, H. Labuhn, D. Barredo, L. Béguin, T. Lahaye, A. Browaeys “Coherent dipole-dipole coupling between two single Rydberg atoms at an electrically-tuned Förster resonance”, *Nat. Phys.*, 10, 914 (2014).
- [5] D. Barredo, H. Labuhn, S. Ravets, T. Lahaye, A. Browaeys “Coherent Excitation Transfer in a Spin Chain of Three Rydberg atoms”, *Phys. Rev. Lett.*, 114, 113002 (2015).
- [6] H. Labuhn, D. Barredo, S. Ravets, S. de Léséleuc, T. Macrì, T. Lahaye, A. Browaeys “A highly-tunable quantum simulator of spin systems using two-dimensional arrays of single Rydberg atoms”, *arXiv :1509.04543*.

## DE LA DÉTECTION DES ONDES GRAVITATIONNELLES À L'OPTOMÉCANIQUE QUANTIQUE

**Pierre-François Cohadon**

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

cohadon@lkb.upmc.fr

### RÉSUMÉ

**La détection des ondes gravitationnelles a nécessité d'immenses progrès pour être limitée par les fluctuations quantiques de la lumière, donnant naissance à l'optomécanique quantique.**

**MOTS-CLEFS :** *ondes gravitationnelles ; optique quantique ; optomécanique*

Détecter les ondes gravitationnelles [1] a nécessité quatre décennies d'effort pour atteindre une sensibilité de l'ordre de  $h \simeq 10^{-21}$ , correspondant à des déplacements des miroirs inférieurs à  $10^{-18}$  m. Indépendamment des bruits classiques (bruit sismique, bruit thermique...) dont il a fallu s'affranchir, on a réalisé dès le début des années 80 que les fluctuations quantiques de la lumière étaient à l'origine de deux bruits : un bruit de mesure, lié aux fluctuations de phase  $\delta\varphi^{\text{in}}$ , et un bruit d'action en retour  $\delta x_{\text{rad}}$ , lié aux fluctuations d'intensité et de pression de radiation. Pour une mesure de position  $\delta x_{\text{sig}}$  réalisée avec une cavité Fabry-Perot, le déphasage mesuré  $\delta\varphi^{\text{out}}$  s'écrit :

$$\delta\varphi^{\text{out}} = \delta\varphi^{\text{in}} + \frac{8\mathcal{F}}{\lambda} (\delta x_{\text{sig}} + \delta x_{\text{b}} + \delta x_{\text{rad}}), \quad (1)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde du laser,  $\mathcal{F}$  la finesse de la cavité et  $\delta x_{\text{b}}$  les bruits de position. Les deux bruits quantiques ayant des dépendances inverses avec la puissance laser, la sensibilité ne peut dépasser un plancher, la *limite quantique standard* (LQS), qui sera atteinte par les interféromètres de seconde génération quand ils seront à leur sensibilité nominale [2, 3].

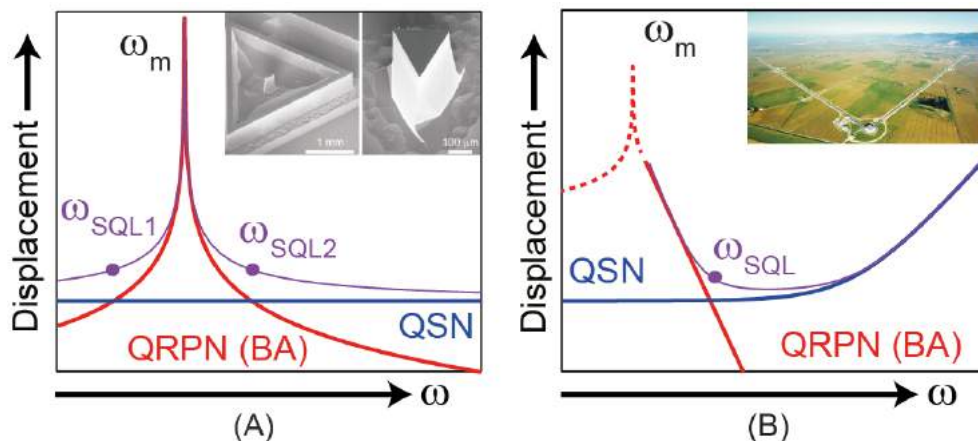


FIGURE 1 : Evolution avec la fréquence de la sensibilité d'une mesure interférométrique pour deux dispositifs, supposés uniquement limités par le bruit quantique. (A) Une cavité optomécanique utilisant un micro-pilier en silicium comme résonateur mécanique : la sensibilité est limitée par le bruit quantique de phase sur une large bande, à l'exception du voisinage immédiat de la fréquence de résonance mécanique. (B) Un interféromètre gravitationnel tel qu'Advanced Virgo a sa sensibilité limitée par le bruit de pression de radiation à basse fréquence et par le bruit de phase à haute fréquence.

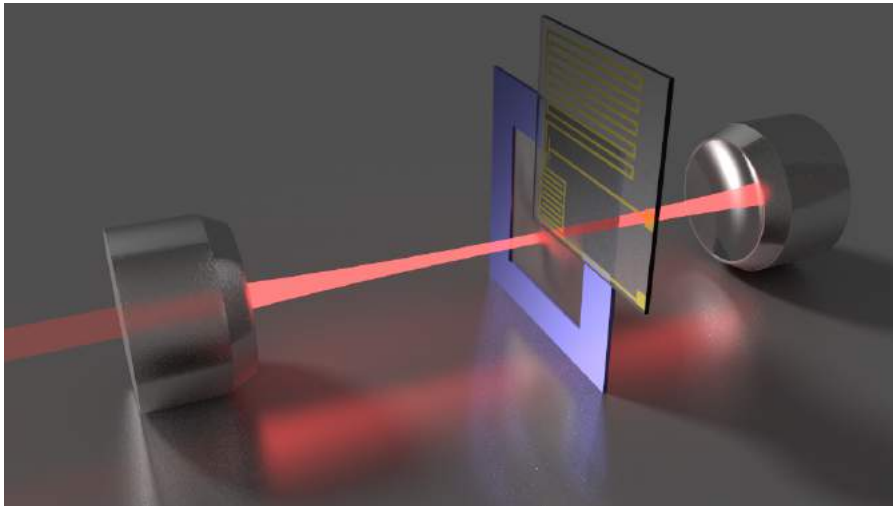


FIGURE 2 : Exemple de transducteur optomécanique optique  $\leftrightarrow$  microondes développé au LKB. La membrane diélectrique est couplée simultanément à la cavité optique et au résonateur microondes, dont elle module la capacité. Une tel dispositif permet d'envisager de transférer des états quantiques du domaine optique au domaine microonde, et réciproquement.

Plusieurs pistes sont envisagées pour aller au-delà de cette LQS : utilisation d'états comprimés de la lumière, modification de la réponse mécanique des miroirs par la pression de radiation... J'en présenterai les premières mises en évidence expérimentales, sur des interféromètres suspendus [4] ou sur des expériences à plus petite échelle. Enfin, j'expliquerai comment les progrès récents en micro-fabrication ont permis l'émergence d'un nouveau domaine, l'*optomécanique quantique*, qui consiste à coupler des micro- ou nanorésonateurs mécaniques à des champs lumineux, l'accent pouvant être mis sur l'état quantique du résonateur [5] ou sur celui des champs. Ce domaine offre de nombreuses promesses pour l'étude des fondements de la mécanique quantique (états quantiques et décohérence d'objets macroscopiques...) ou pour le traitement quantique de l'information [6]. Je présenterai quelques exemples des expériences réalisées récemment.

#### RÉFÉRENCES

- [1] The LIGO Scientific Collaboration and the Virgo Collaboration, "Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, p. 061102, 2016.
- [2] The LIGO Scientific Collaboration, "Advanced LIGO", *Class. Quantum Grav.*, vol. 32, p. 074001, 2015.
- [3] The Virgo Collaboration, "Advanced Virgo : a second-generation interferometric gravitational wave detector", *Class. Quantum Grav.*, vol. 32, p. 024001, 2015.
- [4] The LIGO Scientific Collaboration, "Enhanced sensitivity of the LIGO gravitational wave detector by using squeezed states of light", *Nat. Phot.*, vol. 7, pp. 613–619, 2013.
- [5] J. D. Teufel *et al.*, "Sideband cooling of micromechanical motion to the quantum ground state", *Nature*, vol. 475, pp. 359–363, 2011.
- [6] R. W. Andrews *et al.*, "Bidirectional and efficient conversion between microwave and optical light", *Nat. Phys.*, vol. 10, pp. 321–326, 2014.

# L'EFFET CASIMIR : L'OPTIQUE QUANTIQUE DANS LE VIDE

Romain Guérout, Gabriel Dufour, Serge Reynaud et Astrid Lambrecht

UPMC-Sorbonne Universités, CNRS, ENS-PSL Research University, Collège de France, Campus Jussieu, 75252, Paris, France

[Astrid.Lambrecht@lkb.upmc.fr](mailto:Astrid.Lambrecht@lkb.upmc.fr)

## RESUME

**MOTS-CLEFS :** effet Casimir, effet Casimir Polder, antihydrogène, interaction atome-surface

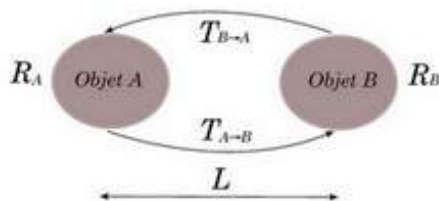
Nous présentons une méthode de calcul de l'effet Casimir basée sur la théorie de la diffusion. Celle-ci permet de tenir compte des conditions réelles des expériences et elle fournit une expression générale de l'énergie de Casimir qui unifie le traitement des forces entre surfaces, entre atomes, entre atomes et surfaces... On présentera ensuite l'état actuel de la comparaison entre théorie et expériences portant sur la force de Casimir entre miroirs métalliques. On appliquera à la fin cette méthode de calcul à l'expérience GBAR au CERN, dont le but est de mesurer avec précision l'accélération gravitationnelle de l'atome d'antihydrogène.

## 1. INTRODUCTION

L'effet Casimir est une prédiction de la théorie quantique des champs, à l'interface avec des problèmes ouverts de la physique fondamentale comme le problème de l'énergie du vide ou les tests de la loi de gravité à courte distance. Le calcul habituel de l'effet Casimir, fondé sur l'hypothèse de miroirs parfaitement réfléchissants, présente une difficulté technique bien connue en théorie des champs puisque le résultat doit être régularisé. Cette difficulté disparaît quand on décrit le miroir par des amplitudes de réflexion et de transmission dépendant de la fréquence et vérifiant les propriétés naturelles de causalité, d'unitarité et de transparence à haute fréquence. Nous avons développé une méthode basée sur les concepts de la méthode de diffusion et de l'optique quantique, qui présente l'intérêt théorique de résoudre naturellement le problème de la régularisation, mais elle permet surtout de tenir compte des conditions réelles des expériences. De plus, elle fournit une expression générale de l'énergie de Casimir (formule des déphasages) qui unifie le traitement des forces entre surfaces, entre atomes, entre atomes et surfaces, molécules, etc.

## 2. METHODE DE DIFFUSION

La méthode de diffusion s'applique aussi bien au calcul de la force de Casimir entre deux miroirs (plans, sphériques, nanostructurés, rugueux,...) qu'au calcul de l'interaction de Casimir-Polder entre un atome et une molécule près d'une surface ou à celui des forces de van der Waals entre deux atomes, molécules ou agrégats.



La réflexion sur un objet arbitraire au repos ne change pas la fréquence du champ, mais change

généralement le vecteur d'onde et la polarisation de celui-ci. Les matrices de réflexion de chaque objet contiennent les couplages entre les différents modes, et l'énergie d'interaction est donnée à température nulle par une intégrale sur tous les modes [1] :

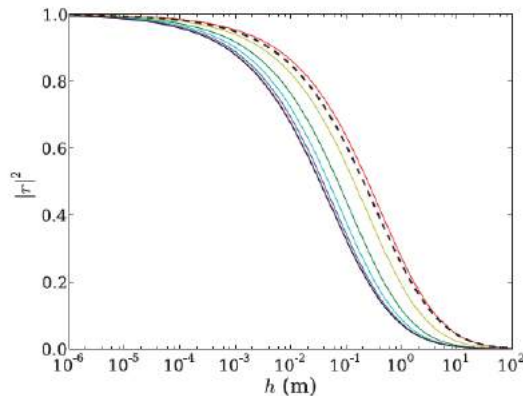
$$E = \hbar \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \left[ \left( -\frac{i}{2} \right) \text{Tr} \ln D \right] + \text{c.c.}$$

$$D = \mathbb{1} - R_B T_{A \rightarrow B} R_A T_{B \rightarrow A}$$

La matrice  $D$  décrit l'aller-retour du champ entre les deux objets, comme indiqué sur la figure en haut. Elle est formée par une réflexion sur le premier objet A, décrite par une matrice  $R_A$ , une propagation libre entre les deux objets, décrite par une matrice  $T_{A \rightarrow B}$ , une réflexion sur l'objet B décrite par une matrice  $R_B$ , et une autre propagation libre de l'objet B vers l'objet A décrite par une matrice  $T_{B \rightarrow A}$ . A température non nulle, les fluctuations thermiques doivent être rajoutées aux fluctuations du vide [2]. La connaissance des matrices de réflexion suffit alors à calculer l'énergie d'interaction de type van der Waals, Casimir-Polder ou Casimir entre deux objets.

### 3. GBAR : LA CHUTE LIBRE D'UN ATOME D'ANTI-HYDROGÈNE

L'interaction de Casimir-Polder est un effet important pour le projet GBAR [3] actuellement en cours de montage au CERN et dont le but est de mesurer l'accélération gravitationnelle de l'atome d'anti-hydrogène dans le champ pesanteur de la Terre. En effet, la réflexion quantique est un phénomène générique pour les ondes de matière dans un potentiel changeant rapidement. Il a été observé en particulier pour des atomes subissant l'attraction de Casimir-Polder au voisinage d'une surface solide. Une fraction des atomes froids d'anti-hydrogène tombant sur la plaque de détection dans l'expérience GBAR seront donc réfléchis avant de la toucher, ce qui affectera considérablement la mesure [4]. La figure ci-dessous montre la probabilité de réflexion en fonction de la hauteur de chute des atomes (10 cm dans l'expérience GBAR) et qui tombent sur une détecteur en Silicium d'épaisseurs différentes (noir : infinie, violet : 50nm, bleu : 20nm, vert foncé 10nm, vert clair 5 nm, rouge 1nm).



On en déduit qu'une réflexion de l'ordre de 30% est à attendre pour la chute d'atomes d'anti-hydrogène dans l'expérience GBAR. Si une épaisseur d'1nm n'est évidemment pas réalisable dans une expérience il est intéressant de noter que la même probabilité de réflexion est atteinte pour une couche de graphène. Ceci ouvre des perspectives intéressantes pour piéger l'anti-hydrogène au-dessus d'une surface grâce au potentiel Casimir-Polder.

#### REFERENCES

- [1] A. Lambrecht, P.A. Maia Neto, and S. Reynaud, NJP 8, 243 (2006).
- [2] A. Canaguier-Durand, P. A. Maia Neto, A. Lambrecht, and S. Reynaud, PRL 104, 040403 (2010).
- [3] P. Perez and Y. Sacquin, Classical & Quantum Gravity 29 (2012) 184008.
- [4] G. Dufour, et al., PRA 87, 012901 (2013).

## COHERENT POPULATION TRAPPING OF A SINGLE NUCLEAR SPIN UNDER AMBIENT CONDITIONS

P. Jamonneau<sup>1</sup>, G. Hétet<sup>2</sup>, A. Dréau<sup>3</sup>, J. F. Roch<sup>1</sup> and V. Jacques<sup>1,4</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Université Paris-Sud and Ecole Normale Supérieure de Cachan, 91405 Orsay, France.

<sup>2</sup>Laboratoire Pierre Aigrain, CNRS, Université Pierre et Marie Curie, Université Paris Diderot and Ecole Normale Supérieure, 75005 Paris, France.

<sup>3</sup>QuTech, Delft University of Technology, P.O. Box 5046, 2600 GA Delft, The Netherlands

<sup>4</sup>Laboratoire Charles Coulomb, Université de Montpellier and CNRS, 34095 Montpellier, France

[vincent.jacques@umontpellier.fr](mailto:vincent.jacques@umontpellier.fr)

Coherent population trapping (CPT) is an intrinsic quantum effect associated to a three-level atom in a  $\Lambda$ -type configuration. The coherent interaction of the atom with two laser fields tuned on the Raman resonance condition between the ground states and the excited state creates a quantum coherence between the atomic ground states, mixing them into a “dark” eigenstate of the atom in which the interaction with light is stopped [1]. This effect has been extensively studied in atomic physics since its discovery in the mid seventies, leading to a wealth of applications from laser cooling of atoms and molecules [2], to optical magnetometry [3], light storage [4] and highly precise atomic clocks [5].

Recently, the CPT effect has been observed in individual solid-state quantum systems, with electron spins in solids [6] and with superconducting circuits [7]. Since CPT relies on quantum coherence to ensure a destructive interference between the two-excitation paths of the  $\Lambda$ -type system, all these experiments were performed in cryogenic conditions. In this talk, I will show how CPT can be achieved for an individual nuclear spin under ambient conditions [8]. To this end, we exploit a three-level system with a  $\Lambda$ -type configuration in the microwave domain, which involves electron spin transitions of a single nitrogen-vacancy defect in diamond coupled by hyperfine interaction with a nearby nuclear spin impurity.

A fascinating aspect of CPT is how the quantum system enters the dark state. In usual optical CPT schemes, dark state pumping is achieved through the irreversible process of spontaneous emission, which is not efficient for microwave spin resonances. In our work, the relaxation process is externally controlled through incoherent optical pumping and separated in time from consecutive coherent microwave excitations of the nuclear spin  $\Lambda$ -system. Such a pumping scheme with controlled relaxation allows us (i) to monitor the sequential accumulation of population into the dark state and (ii) to reach a new regime of CPT dynamics for which periodic arrays of dark resonances can be observed, owing to multiple constructive interferences [8]. This work might offer new prospects for quantum state preparation, information storage in hybrid quantum systems and metrology.

[1] E. Arimondo, *Prog. Opt.* **35**, 259 (1996)

[2] A. Aspect, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826-829 (1988), K.-K. Ni, *et al.*, *Science* **322**, 231 (2008)

[3] M. O. Scully and M. Fleischhauer, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1360-1363 (1992).

[4] D. Phillips *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 783 (2001), C. Liu, *et al.*, *Nature* **409**, 490 (2001)

[5] J. Vanier, *Appl. Phys. B* **81**, 421 (2005).

[6] *e.g.* X. Xu, *et al. Nat. Phys.* **4**, 692 (2008), B. Pingault, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 263601 (2014).

[7] *e.g.* W. R. Kelly, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 163601 (2010).

[8] P. Jamonneau *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 043603 (2016).



## MAGNETISME QUANTIQUE ET REFROIDISSEMENT PAR DISTILLATION DE SPIN DANS UN GAZ QUANTIQUE DIPOLAIRE

**B. Naylor, S. Lepoutre, E. Maréchal, O. Gorceix, P. Pedri, B. Laburthe-Tolra et L. Vernac**

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

[laurent.vernac@univ-paris13.fr](mailto:laurent.vernac@univ-paris13.fr)

### RÉSUMÉ

Nous avons réalisé un nouveau processus de refroidissement basé sur un transfert de population de spin dans un condensat de Bose Einstein.

**MOTS-CLEFS :** *Gaz quantique dipolaire – magnétisme quantique - refroidissement*

Les atomes de chrome ont un grand spin dans l'état fondamental, et donc un moment magnétique conséquent. L'interaction dipolaire magnétique résultante entre les atomes confère aux gaz quantiques de chrome des propriétés spécifiques, car cette interaction est anisotrope et à longue portée.

Je présenterai brièvement un ensemble de résultats récents illustrant cette spécificité, comme les interactions intersites dans un réseau optique [1,2], ou la dynamique de spin suivant une rotation de l'ensemble des spins des atomes (travail en cours).

Je détaillerai davantage notre mise en évidence d'un nouveau processus de refroidissement pour les condensats de Bose Einstein [3]. Les interactions dipolaires permettent d'obtenir des transferts spontanés entre les populations des composantes de spin lorsque l'énergie Zeeman devient de l'ordre de l'énergie thermique. Alors que le condensat reste polarisé dans l'état de spin de plus basse énergie, les atomes thermiques peuplent des états excités de spin : le filtrage de ces états permet une purification du condensat. La réduction d'entropie par atome qui en résulte est significative. Je conclurai par la généralisation possible de ce processus aux condensats non dipolaires qui offre des perspectives de refroidissement record.

### REFERENCES

- [1] Probing spin dynamics from the Mott insulating to the superfluid regime in a dipolar lattice gas  
A. de Paz, P. Pedri, A. Sharma, M. Efremov, B. Naylor, O. Gorceix, E. Maréchal, L. Vernac, and B. Laburthe-Tolra  
Phys. Rev. A **93**, 021603(R) (2016)
- [2] Nonequilibrium Quantum Magnetism in a Dipolar Lattice Gas  
A. de Paz, A. Sharma, A. Chotia, E. Maréchal, J. H. Huckans, P. Pedri, L. Santos, O. Gorceix, L. Vernac, and B. Laburthe-Tolra  
Phys. Rev. Lett. **111**, 185305 (2013)
- [3] Cooling of a Bose-Einstein Condensate by Spin Distillation  
B. Naylor, E. Maréchal, J. Huckans, O. Gorceix, P. Pedri, L. Vernac, and B. Laburthe-Tolra  
Phys. Rev. Lett. **115**, 243002 (2015)

## **High Resolution Overtone Spectroscopy and Dynamics of Small Molecules: Trends and Challenges**

**Michel Herman**

*Laboratoire de Chimie quantique et Photophysique CP160/09, Université libre de Bruxelles, 50 ave. F.-D. Roosevelt, B-1050, Belgique*

Vibrational overtones have intriguing properties, involving bright and dark states, anharmonic resonances, polyads and other concepts central to intramolecular vibrational redistribution mechanisms and to intramolecular chemistry. Experimental access to vibrational overtones using high-resolution spectroscopic techniques also raises stimulating challenges. The talk will feature recent results along these lines, including (possibly mainly) in van der Waals complexes. It will be presented in English or in French.

## UN DIAGNOSTIC RAPIDE ET EFFICACE POUR LES TRÈS LONGUES CHAINES D'IONS EN PIÈGE

Marius Romuald Kamsap<sup>1</sup>, Caroline Champenois<sup>1</sup>, Jofre Pedregosa-Gutierrez<sup>1</sup>, Marie Houssin<sup>1</sup>, Martina Knoop<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Aix Marseille Université, CNRS, PIIM UMR 7345, 13397, Marseille, France

caroline.champenois@univ-amu.fr

### RÉSUMÉ

Nous présentons la validation expérimentale d'un modèle proposé par Dubin en 1993 [1] pour les longues chaînes d'ions qui forment un des supports envisagés pour l'information quantique. Ce modèle permet de mesurer le nombre d'ions présent sans avoir à les compter et d'en déduire l'homogénéité de cette chaîne en son centre [2].

**MOTS-CLEFS :** *systèmes auto-organisés, cristaux d'ions, architecture pour l'information quantique*

### 1. INTRODUCTION

Les chaînes d'ions piégés à une dimension sont envisagées comme support de qubits pour les futurs ordinateurs quantiques. Un des défis est aujourd'hui d'augmenter le nombre de qubits impliqués dans ces manipulations. Une des voies poursuivie est de travailler avec des chaînes courtes (moins de 10 ions) dans un système multiplé par le transport de ces ions d'une partie à l'autre d'une architecture d'électrodes sophistiquée[3]. Une autre stratégie envisagée est l'utilisation de très longues chaînes d'ions (plus de 100 ions) qui sont localement homogènes[4]. Un des enjeux soulevé par cette approche est la stabilité de la structure à une dimension, qui impose au rapport d'aspect du potentiel de confinement une condition qui dépend du nombre d'ions piégés. Nous proposons ici un diagnostic du nombre d'ions contenu dans une longue chaîne, qui ne nécessite pas de compter les ions individuellement mais seulement de mesurer la distance inter-ion au centre de la chaîne.

### 2. PRINCIPE DE LA MÉTHODE

Nous travaillons avec des ions  $\text{Ca}^+$ , qui sont refroidis par laser sur sa transition dipolaire à 397 nm et confinés dans des pièges radio-fréquence. Transportés depuis un piège annexe dédié à leur création, les ions atteignent ainsi une température proche de la limite Doppler, de l'ordre de 1 mK et s'organisent pour minimiser leur énergie potentielle due à la répulsion coulombienne et au confinement dans un potentiel harmonique à symétrie cylindrique et très anisotrope. La collection de la fluorescence induite lors de ce refroidissement permet de faire l'image des ions sur une caméra CCD. Cette image montre une chaîne à une dimension si le potentiel de confinement est suffisamment étiré, ce qui est le cas dans l'image de 155 ions de la figure 1.

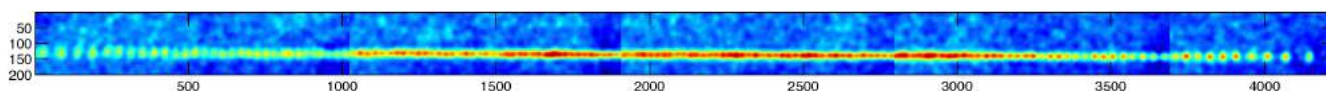


FIGURE 1 : Image d'une chaîne d'ions comportant 155 ions, résultat de la superposition de 5 images obtenues par translations successives de l'objectif. Axes en pixels

Avec les tailles de capteur disponibles et le grandissement nécessaire à une résolution individuelle des ions, distant en moyenne de quelques dizaines de micromètres, il n'est pas possible de capturer une chaîne de plus de 100 ions sur une seule image. L'image montrée ici a nécessité 5 translations successives

de l'objectif de collection, placé sur une platine de translation micrométrique. La redondance des ions du bord de chaque image permet de valider la superposition partielle des 5 images et de compter les ions présents sans erreur ni incertitude, qui sont au nombre de 155 dans le cas de la Fig 1. Leur répartition le long de la chaîne obéit à une loi déduite en 1993 par Dubin [1] dans l'approximation de la densité locale (LDA) :

$$1/a(z) = \left( \frac{3N}{4L} \left( 1 - \frac{z^2}{L^2} \right) \right) \quad (1)$$

où  $a(z)$  est la distance entre plus proches voisins,  $z$  est la distance au centre et  $2L$  est la longueur de la chaîne. La prise en compte des corrélations entre ions, aussi importantes que le champ moyen pour ce système coulombien à une dimension, lui permet d'exprimer le longueur totale de la chaîne, qui combinée à l'Eq. (1) permet de lier la distance entre voisins au centre de la chaîne au nombre d'ions  $N$  et à la longueur caractéristique du piégeage le long de la chaîne  $l = (Q^2/4\pi\epsilon_0 m\omega_z^2)^{1/3}$ .

Grâce à l'analyse de la position des ions au centre de la chaîne de 155 ions, nous sommes capables de déduire un nombre d'ions de  $N_D = 157 \pm 8$  où l'incertitude est ici largement dominée par l'incertitude sur la raideur du potentiel de confinement  $m\omega_z^2$ . Les 30 ions au centre de la chaîne sont équidistants à mieux que 2% de dispersion.

### CONCLUSION

La validation de la loi de Dubin offre un diagnostic rapide du nombre d'ions et de la densité locale d'une longue chaîne, basée sur la seule image du centre de la chaîne. Ceci permet d'envisager ces systèmes comme de potentiels outils pour des protocoles de calculs quantiques nécessitant l'homogénéité locale de la chaîne.

### RÉFÉRENCES

- [1] D. H. E. Dubin, "Theory of structural phase transitions in a trapped coulomb crystal," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, no. 17, pp. 2753–2756, 1993.
- [2] M. R. Kamsap, C. Champenois, J. Pedregosa-Gutierrez, M. Houssin, and M. Knoop, "Experimental demonstration of an efficient number diagnostic for long 1d ion chains," *submitted to Phys. Rev. Lett.*, p. arXiv/1533554.
- [3] D. Kielpinski, C. Monroe, and D. Wineland, "Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer," *Nature*, vol. 417, pp. 709–711, 2002.
- [4] G.-D. Lin, S.-L. Zhu, R. Islam, K. Kim, M.-S. Chang, S. Korenblit, C. Monroe, and L.-M. Duan, "Large-scale quantum computation in an anharmonic linear ion trap," *EPL (Europhysics Letters)*, vol. 86, no. 6, p. 60004, 2009.

## DES NOUVEAUX SPECTROMETRES OPTIQUES POUR L'ETUDE DU COUPLAGE CLIMAT-GEOCHIMIE

Roberto Grilli<sup>1,2</sup>, Daniele Romanini<sup>2</sup>, Jerome Chappellaz<sup>1</sup>, Olivier Alemany<sup>1</sup>, Jack Triest<sup>1</sup>,  
Erik Kerstel<sup>2</sup>, The SUBGLACIOR Team<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire de Glaciologie et Geophysique de l'Environnement (LGGE, CNRS-UJF), Grenoble

<sup>2</sup> Laboratoire Interdisciplinaire de Physique (LIPhy, CNRS-UJF), Grenoble

<sup>3</sup> CNRS Division Technique de l'INSU (DT-INSU), Brest

[roberto.grilli@univ-grenoble-alpes.fr](mailto:roberto.grilli@univ-grenoble-alpes.fr)

### RÉSUMÉ

Les carottes de glace représentent des archives atmosphériques uniques qui permettent d'étudier les variations climatiques du passé et mieux comprendre celles du future. Aujourd'hui, la communauté « Ice Core » représentée par l'International Partnerships in Ice Core Sciences (IPICS) recherche des nouvelles techniques de forage rapides qui permettraient l'identification des sites où la glace très ancienne (> 1 Ma) peut être trouvée. [1]

La stratégie française pour résoudre cette problématique consiste à développer une sonde de forage, [2] qui contiendra un spectromètre optique embarqué, basé sur la technique du optical-feedback cavity-enhanced absorption spectroscopy (OFCEAS). [3] Le spectromètre mesurera, in-situ et en temps réel, le méthane et le rapport isotopique ( $\delta D$ ) de l'eau piégé dans la glace en donnant des informations clés sur les variations atmosphériques dans le passé. Cet outil unique sera testé pour la première fois en Antarctique pendant l'été Austral 2016/17 et prendra son chemin à la recherche de la glace très ancienne « The Oldest Ice Challenge » l'année suivante. En une seule campagne de terrain (moins de trois mois) l'instrument atteindra des profondeurs de 3000 m.

La technique OFCEAS est aussi utilisée dans le laboratoire pour la mesure à haute résolution et précision de l'évolution de l'atmosphère et son lien avec les variations climatiques. L'accès à des signatures isotopiques, comme par exemple le  $^{13}C$  et  $^{18}O$  du  $CO_2$ , nous permettrons de mieux contraindre le couplage entre climat et cycle du carbone et d'obtenir des informations sur les échanges entre les différents réservoirs (atmosphère, biosphère continental et océans).

Je présenterai aussi des développements récents pour la mesure du gaz dissous dans l'océan. Ainsi, l'utilisation de la même technique optique utilisée pour les mesures dans la glace permettra d'obtenir des profils 3D du gaz dissous, grâce à un temps de réponse rapide et une haute sensibilité.

**MOTS-CLEFS :** *spectroscopie résonante d'absorption ; mesures isotopiques ; détection de traces ; sciences de l'environnement*

### REFERENCES

- [1] J. Chappellaz, O. Alemany, D. Romanini, and E. Kerstel, "The IPICS « oldest ice » challenge : a new technology to qualify potential sites", *Ice Snow*, 4, 57–64, 2012.
- [2] O. Alemany, J. Chappellaz, J. Triest, and the SUBGLACIOR Team, "The SUBGLACIOR drilling probe: concept and design", *Annals of Glaciology*, 55 (68), 233–242, 2014.
- [3] R. Grilli, N. Marrocco, T. Desbois, C. Guillermin, J. Triest, E. Kerstel, and D. Romanini, "Invited Article : SUBGLACIOR : An optical analyzer embedded in an Antarctic ice probe for exploring the past climate", *Rev. Sci. Instrum.*, 85 (111301), 1–7, 2014.
- [4] <http://www.iceandlasers.org>

## MALLETTTE PEDAGOGIQUE POUR L'HOLOGRAPHIE : COMMENT FAIRE DES EXPERIENCES POUR L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR EN S'AFFRANCISSANT SIMPLEMENT DES VIBRATIONS PARASITES

A. Escarguel<sup>1</sup>, R. Baude<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire PIIM, UMR 7345 CNRS, case 322, Université d'Aix-Marseille, av. escadrille Normandie-Niemen, 13397 Marseille Cedex 20, France

alexandre.escarguel@univ-amu.fr

### RÉSUMÉ

L'holographie fait partie des expériences de base indispensables à toutes les filières d'optique. Elle a beaucoup d'applications et permet d'illustrer de nombreuses propriétés physiques des rayonnements cohérents. D'autre part, il est très valorisant pour un étudiant de réussir un hologramme, objet de curiosité qui garde toujours une petite part de « magie ». Cependant, il est d'habitude nécessaire d'utiliser un dispositif anti-vibratoire très couteux pour réussir ce type d'expériences. Afin de pallier à ce problème, nous avons réalisé un outil pédagogique pour l'holographie monochrome en 2010 [1, 2, 3]. Très compact, tout le matériel nécessaire est contenu dans une petite mallette. Des expériences d'interférométrie double exposition, de réalisation de filtres « notch » ou de réseaux de diffraction peuvent être réalisés sur une simple table. Cet outil est actuellement utilisé dans plusieurs Masters/Licence de l'Université d'Aix-Marseille et est régulièrement prêté à des établissements du secondaire dans le cadre de leurs projets pédagogiques.

En 2015, nous avons développé une nouvelle version de cet outil, permettant de réaliser des hologrammes couleur plus grands et offrant la possibilité de faire plus d'expériences pour les enseignements en Licence ou Master et dans les écoles d'ingénieurs. L'outil permet aussi chaque année de réaliser des journées de formation continue des enseignants du secondaire et est très fréquemment utilisée pour des actions de diffusion de la culture scientifique.

Le stand permettra de réaliser des expériences d'holographie afin d'illustrer les possibilités de l'outil : multiplexage fréquentiel/angular, double hologramme par réflexion/transmission, filtre « notch », réseau de diffraction.

**MOTS-CLEFS :** *holographie ; interférence ; pédagogie ; travaux-pratiques*

### RÉFÉRENCES

- [1] T. Voslion, A. Escarguel, « *An easy teaching tool for holography* », Eur. J. Phys. 33 1803–1811 (2012)
- [2] Th. Voslion, A. Escarguel, " *An easy physics outreach and teaching tool for holography* ", International Symposium on Display Holography, MIT Media Lab, Cambridge Massachusetts USA, J. Phys.: Conf. Ser. 415 012001 (2012).
- [3] A. Escarguel, « *Upgrade of the pedagogic/popular science tool for holography: color holography* », 10 International Symposium on Display Holography, St Pétersbourg (2015)

**HOBIT : HYBRID OPTICAL BENCHES FOR INNOVATIVE TEACHING**

**Bruno Bousquet<sup>1</sup>, Lionel Canioni<sup>1</sup>, Jean-Paul Guillet<sup>1</sup>, Martin Hachet<sup>1</sup>, Stéphanie Fleck<sup>2</sup>,  
David Furio<sup>1</sup>, Benoit Coulais<sup>1</sup>, Jeremy Bergognat<sup>3</sup>,**

*<sup>1</sup>Université de Bordeaux, 351 cours de la Libération, 33405 Talence*

*<sup>2</sup>Université de Lorraine, Ecole Supérieure du Professorat et de l'Éducation - ESPE - Site de  
Metz/Mont, 57045 Metz*

*<sup>3</sup>Cohabit, IUT de Bordeaux, 15 rue Naudet CS102017, 33175 Gradignan*

[bruno.bousquet@u-bordeaux.fr](mailto:bruno.bousquet@u-bordeaux.fr)

**RÉSUMÉ**

HOBIT est un projet d'innovation pédagogique soutenu par le numérique pour l'enseignement de l'optique. La première déclinaison présentée ici est un simulateur d'un interféromètre de Michelson. Comparée à une approche purement numérique où l'interaction avec le système se fait au travers d'une interface clavier/souris, nous cherchons à mettre les apprenants en situation réelle d'expérimentation. Concrètement, l'opérateur manipule des répliques de composants optiques imprimés en 3D et équipées de capteurs électroniques. Ces composants sont reliés à la simulation numérique qui calcule en temps réel le résultat des interférences à afficher sur une surface de projection. Au delà de la simulation du phénomène observable dans la réalité, nous augmentons l'expérimentation par des soutiens pédagogiques projetés directement dans l'espace de travail (affichage du chemin de la lumière, état d'un composant, formule mathématique...). Cela a pour objectif de faciliter la mise en relation de notions théoriques avec l'expérimentation. Une expérimentation avec une centaine d'étudiants a été réalisée pendant 3 mois à l'IUT de Bordeaux et une évaluation très détaillée du dispositif a été conduite. Les premiers résultats mettent clairement en évidence les avantages du dispositif de réalité augmentée et ouvrent des perspectives en matière de transformation des pratiques d'enseignement par travaux pratiques en pédagogie du supérieur.

## LA TOMOGRAPHIE PAR COHERENCE OPTIQUE : UN PROJET EXPERIMENTAL

Gaël Latour<sup>1</sup>, Marie Godard<sup>2</sup>, Vincent Guillet<sup>3</sup>, Marion Jacquy<sup>4</sup>

<sup>1</sup> IMNC, Université Paris-Sud, CNRS, Université Paris-Saclay, Orsay, France

<sup>2</sup> CSNSM, Université Paris-Sud, CNRS, Université Paris-Saclay, Orsay, France

<sup>3</sup> IAS, Université Paris-Sud, CNRS, Université Paris-Saclay, Orsay, France

<sup>4</sup> LAC, CNRS, Université Paris-Sud, ENS Cchan, Université Paris-Saclay, Orsay, France

[gael.latour@u-psud.fr](mailto:gael.latour@u-psud.fr)

### RÉSUMÉ

Ce projet expérimental vise à monter, aligner et exploiter un dispositif de tomographie par cohérence optique afin d'obtenir des images tridimensionnelles avec une résolution micrométrique.

**MOTS-CLEFS :** *interféromètre de Michelson, OCT, microscopie tridimensionnelle*

Ce projet expérimental s'adresse à des étudiants de niveau master en physique (M1). L'objectif est de les familiariser expérimentalement avec les notions de cohérence temporelle en interférométrie et d'utiliser ensuite ces propriétés pour réaliser et caractériser un système d'imagerie tridimensionnelle possédant une résolution micrométrique : la tomographie par cohérence optique (OCT).

Les **objectifs pédagogiques** pour les étudiants sont :

- la maîtrise des concepts liés à l'interférométrie et en particulier la cohérence temporelle,
- l'apprentissage de la méthodologie liée aux réglages optiques et à l'imagerie : alignement, réglages, caractérisation.
- l'acquisition, le traitement des images et l'exploitation de données 3D.
- la prise d'autonomie face à un montage expérimental optique complexe.

L'**originalité de ce projet expérimental** réside dans :

- La réalisation d'un montage optique complet (alignement et réglages optiques) à partir de matériel optique utilisé en laboratoire. La finalité, concrète, nécessite d'avoir bien intégré les concepts liés à l'interférométrie en lumière blanche et à l'imagerie.
- Le format sur trois jours qui permet de confronter directement les étudiants aux problématiques expérimentales et de leur laisser du temps pour de la prise d'initiative.
- Le montage de 6 bancs optiques d'imagerie OCT afin d'accueillir un effectif de 12 étudiants simultanément, ce qui permet de bénéficier d'une dynamique de groupe.



Fig. 1 : Dispositif d'imagerie OCT monté, aligné, caractérisé et exploité par les étudiants.

Ce projet a bénéficié des soutiens du Labex PALM, de l'Université Paris-Saclay, de l'Université Paris-Sud et de la société Thorlabs.



## VP2L : UN « SERIOUS GAME » EN REALITE VIRTUELLE 3D APPLIQUE A LA FORMATION AUX TECHNOLOGIES OPTIQUE ET LASER

L. Dutertre<sup>1</sup>, B. Fabre<sup>2</sup>, E. D'humière<sup>2</sup>, S. Petit<sup>2</sup>, D. Lyoen<sup>3</sup>, J. Dronval<sup>1</sup>, E. Boeri<sup>4</sup> and E. Cormier<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup> IDSC,

<sup>2</sup> CELIA Université de Bordeaux- CNRS-CEA-UMR 5107, 33405 Talence, France

<sup>3</sup> NOVO3D,

<sup>4</sup> PYLA,

[laurent.dutertre@idsc-group.com](mailto:laurent.dutertre@idsc-group.com), [baptiste.fabre@u-bordeaux.fr](mailto:baptiste.fabre@u-bordeaux.fr), [emmanuel.dhumieres@u-bordeaux.fr](mailto:emmanuel.dhumieres@u-bordeaux.fr),  
[stephane.petit@u-bordeaux.fr](mailto:stephane.petit@u-bordeaux.fr), [dlyoen@novo3d.fr](mailto:dlyoen@novo3d.fr), [julien.dronval@idsc-group.com](mailto:julien.dronval@idsc-group.com),  
[e.boeri@pyla-routedeslasers.com](mailto:e.boeri@pyla-routedeslasers.com), [e.cormier@pyla-routedeslasers.com](mailto:e.cormier@pyla-routedeslasers.com)

### RÉSUMÉ

Nous présentons un outil pédagogique pour l'enseignement de l'optique et du laser basé sur le concept de « serious game » dans un univers 3D virtuel.

**MOTS-CLEFS :** *Réalité virtuelle et augmentée, serious game, laboratoire virtuel, immersion*

Le développement récent de grandes infrastructures laser en Europe notamment associé à l'expansion du tissu économique local et national autour de l'optique, des lasers et de la photonique a déclenché une demande très forte en formation d'étudiant et de professionnels sur de très courtes durées. Dans ce contexte et pour répondre à cette demande, nous avons réfléchi à de nouvelles approches permettant de former des personnels à différents niveaux sur des connaissances et du savoir faire autour des lasers. De manière tout à fait indépendante, l'industrie du jeu investit fortement dans la technologie et le logiciel pour simuler des environnements 3D en temps réel avec un rendu et une fluidité extraordinaire. En partenariat avec des industriels du jeu et du graphisme, nous avons donc lancé le développement d'un outil de formation empruntant le concept de « serious game » ayant pour objectif d'immerger le stagiaire en formation dans un laboratoire d'optique totalement virtuel, grâce à un casque de réalité virtuelle. Dès lors il est présenté au stagiaire un ensemble de travaux pratiques lui permettant de s'entraîner à l'alignement de faisceaux, le réglage de télescope, la réalisation d'une cavité laser, la manipulation de la polarisation, ... De nombreuses informations sont à disposition dans l'univers virtuel sous forme de références, de mini tutoriaux filmés et de paramètres affichables en réalité augmentée.

Dans le Virtual Photonics Learning Lab (VP2L), l'utilisateur dispose d'éléments optiques qu'il doit assembler pour réaliser le système optique ou laser procurant les paramètres définis dans le cahier des charges de l'exercice. Le logiciel reproduit les véritables propriétés optiques de chaque élément afin de simuler un comportement virtuel aussi près de la réalité.

Cet outil de formation aux technologies optique et laser en réalité virtuelle représente :

1. une solution économique qui permettra un accès facilité à la mise en pratique dans tout type d'établissement, y compris ceux non équipés d'installations laser et/ou de personnel compétent pour son fonctionnement
2. une solution permettant de développer la formation à distance à tous les niveaux, notamment en formation continue pour les entreprises et les organismes de recherche français ou européens
3. une réelle innovation pédagogique, ouvrant sur des méthodes attractives pour les apprenants, plus intuitives pour aborder des concepts qui peuvent être complexes.



## UN ENSEMBLE POLYVALENT D'EXPÉRIENCES OPTIQUES DE DÉMONSTRATION

**Renaud Mathevet<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> LNCMI, UPR 3228, CNRS-INSU-UJF-UPS, Grenoble et Toulouse, France

renaud.mathevet@lncmi.cnrs.com

### RÉSUMÉ

Nous présentons une quinzaine d'expériences de démonstration en optique facilement reproductible et transportable. Elles permettent d'animer plusieurs types d'interventions à différents niveaux. Des manipulations sur les couleurs sont proposées au "jeune grand public", tandis que l'utilisation d'un spectromètre USB permet de démontrer aux plus grands les principes physiques des différentes sources lumineuses (incandescence, fluorescentes, LEDs, LASERS) et de les articuler avec les enjeux environnementaux. A destination des scolaires post-bac et des enseignants, cet ensemble est complété par des expériences plus fondamentales permettant d'aborder les principales propriétés de la lumière: interférences, diffraction et polarisation. Nous articulons le tout sous la forme originale d'une "conférence-manips" qui suit un fil historique pour montrer le rôle fondamental des progrès en optique expérimentale dans la construction de la physique moderne (relativité, mécanique quantique).

**MOTS-CLEFS :** *démonstrations optiques ; histoire des sciences ; vulgarisation scientifique*

### 1. COULEURS - SPECTROMÉTRIE

Nous présentons tout d'abord le principe des spectromètres à fente (Fig. 1 a et b) puis on montre que tout cet appareil tient désormais dans une petite boîte, le spectromètre USB. On peut alors aborder de façon relativement quantitative, y compris avec un très jeune public, la synthèse additive et soustractive des couleurs au moyen de projecteurs à LED (Fig. 1 c et d).



FIGURE 1 : de gauche à droite : a) montage d'un spectromètre à fente et prisme à vision directe (PVD), b) spectre obtenu en remplaçant le PVD par un réseau. c) 3 projecteurs à LED dont les ombres font apparaître les couleurs primaires et secondaires d) couleurs par réflexion.

Pour un niveau plus avancé, le spectromètre USB est ensuite utilisé avec une source à incandescence. On montre que l'essentiel de l'énergie est dissipée sous forme d'infrarouges et on sensibilise alors le public aux économies d'énergie. On présente ensuite les lampes à décharge avec la lampe de Balmer. Au niveau post bac, ces deux expériences permettent d'introduire la mécanique quantique. Pour le grand public, elles servent d'introduction aux lampes "modernes" - fluocompactes. On revient alors au projecteur à LED (spectre de bandes) et le blanc obtenu par synthèse R+G+B. On poursuit par les LEDs blanches de dernière génération en expliquant la fluorescence jaune d'un composé de terres rares pompé par une LED bleue. On conclut par la démonstration des singularités de la lumière LASER : diode sous et au dessus du seuil (rétrécissement spectral), laser HeNe à cavité ouverte (directivité, modes spatiaux), *speckle*.

## 2. INTERFÉRENCES - DIFFRACTION

Nous nous appuyons tout d'abord sur des expériences avec des ultrasons pour introduire la notion de longueur d'onde. Ensuite, on présente à la fois les expériences de diffraction en lumière laser pour leur facilité d'obtention (Fig. 2 d : les longueurs d'ondes des deux lasers sont clairement différentes alors que quasiment du même rouge à l'oeil). mais aussi en lumière blanche (lorsque l'on peut faire le noir) pour aborder les aspects historiques et insister sur la difficulté de certaines expériences. Pour un public post-bac nous présentons de plus l'expérience du point de Poisson, capitale dans l'établissement de la théorie ondulatoire à la suite des travaux de Fresnel (1815-1818).

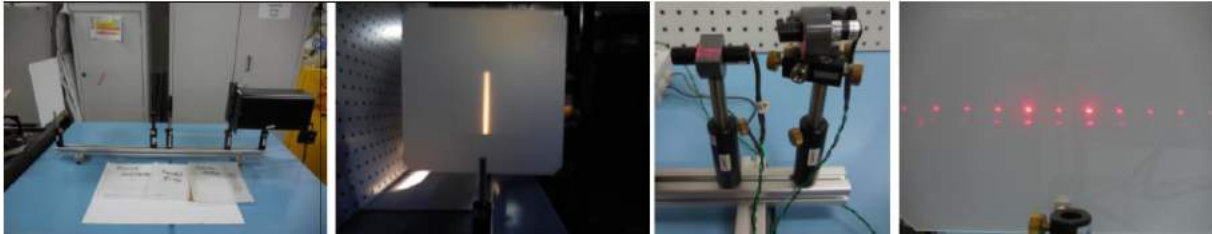


FIGURE 2 : de gauche à droite : a) montage pour diffraction/interférences en lumière blanche b) figure de diffraction d'une fente. c) montage à deux diodes laser 650 et 635nm d) diffraction par un réseau correspondante.

## 3. POLARISATION

C'est une propriété difficile à conceptualiser, à enseigner et, *a fortiori* à vulgariser. On utilise tout d'abord la corde de Melde pour visualiser une onde transverse (Fig. 3 a). Ensuite, on montre la polarisation par réflexion et les polariseurs dichroïques type polaroid. Un interféromètre de polarisation est ensuite présenté avec selon le niveau, une interprétation quantitative du spectre cannelé avec le spectromètre USB (Fig. 3 b-d).



FIGURE 3 : de gauche à droite : a) corde de Melde b) interféromètre de polarisation avec lames de scotch "en croix". c) lames de scotch d'épaisseur croissante entre polariseur et analyseur croisé pour analyse quantitative et spectre cannelé d) idem entre polariseur et analyseur parallèles : complémentarité.

## CONCLUSION

Cet ensemble d'expériences d'optique tient dans 4 ou 5 caisses et peut être facilement transporté dans des événements grand public (fête de la science, nuit des chercheurs...) ou dans des classes. Il permet d'aborder l'optique à différents niveaux, du plus élémentaire jusqu'à la licence de physique. Il rencontre un large succès à chaque présentation.