



Programme et publications PAMO-COLOQ

Date: Mercredi, 04.07.2018

8:30 - 10:30	O3-C: Session Orale PAMO/COLOQ #1
Auditorium	
17:30 - 19:00	PO-01 I: Session posters PAMO/COLOQ #1
Salle B22	

Date: Jeudi, 05.07.2018

8:30 - 10:30	O5-C: Session Orale PAMO/COLOQ #2
Auditorium	
16:45 - 18:45	PO-02 I: Session posters PAMO/COLOQ #2
Salle B22	

Présentations

O3-C: Session Orale PAMO/COLOQ #1

Heure: Mercredi, 04.07.2018: 8:30 - 10:30 · Salle: Auditorium

8:30 - 9:10

Invitée

Biréfringence Magnétique du Vide

R. Battesti, M. Hartman, C. Rizzo

LNCMI, France; remy.battesti@lncmi.cnrs.fr

Nous présenterons l'expérience toulousaine dédiée à l'observation de la biréfringence du vide. Nous présenterons les résultats déjà obtenus puis nous détaillerons les nombreuses améliorations apportées à la seconde version de l'expérience actuellement en place. Nous verrons notamment s'il est raisonnable d'espérer observer un jour cet effet.

9:10 - 9:35

Invitée

Des chats de Schrödinger dans l'espace : le projet de mission spatiale MAQRO

A. Heidmann

Laboratoire Kastler Brossel, France; antoine.heidmann@lkb.upmc.fr

Le projet de mission spatiale MAQRO a pour but de tester la frontière quantique-classique avec des objets massifs, dans une gamme inédite de paramètres. Nous ferons le point sur ce projet combinant l'optomécanique, l'interférométrie à ondes de matière et les technologies spatiales, qui a été présenté à l'appel à projet *New Science Ideas* de l'ESA.

9:35 - 10:00

Invitée

une invariance de la lumière en milieu complexe

R. Savo¹, R. Pierrat², U. Najar¹, R. Carminati², S. Rotter³, S. Gigan¹

¹Laboratoire Kastler-Brossel, CNRS-ENS-SU-CDF; ²Institut Langevin ESPCI-CNRS; ³Technical University Vienna (AT); sylvain.gigan@lkb.ens.fr

Nous démontrons expérimentalement que la longueur moyenne parcourue par la lumière dans un milieu désordonné est indépendante de la microstructure du milieu, et ne dépend que des paramètres géométriques du milieu.

10:00 - 10:25

Invitée

Amplification sensible à la phase engendrée par piégeage cohérent de population

P. Neveu¹, C. Banerjee¹, J. Lugani², F. Bretenaker¹, E. Brion¹, F. Goldfarb¹

¹LAC, CNRS, Université Paris-Sud, ENS Paris-Saclay, Université Paris-Saclay; ²Clarendon Laboratory, University of Oxford, Parks Road, Oxford OX1 3PU, United Kingdom; fabienne.goldfarb@u-psud.fr

Nous avons démontré l'existence d'un procédé d'amplification sensible à la phase utilisant du mélange à quatre ondes (FWM) activé par piégeage cohérent de population. Ce processus, qui passe par des superpositions d'états atomiques, permet d'obtenir un fort gain sensible à la phase même pour de relativement faibles densités optiques.

PO-01 I: Session posters PAMO/COLOQ #1

Heure: Mercredi, 04.07.2018: 17:30 - 19:00 · Salle: Salle B22

REFLEXION SELECTIVE SUR UN GAZ MOLECULAIRE

J. Lukusa Mudiayi, I. Maurin, B. Darquié, S. Tokunaga, D. Bloch, A. Lalot

Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS et Université Paris13-USPC, 93430 Villetaneuse; junior.lukusamudiayi@univ-paris13.fr

Nous avons réalisé une expérience de réflexion sélective pour la première fois sur un gaz moléculaire de NH_3 et aussi de SF_6 . Les spectres obtenus sont de résolution sub-Doppler limités par la largeur de notre laser. Nos expériences nous permettent d'envisager les premières mesures spectroscopiques de l'interaction Casimir-Polder molécule-surface.

Conversion de vortex optique de grande hélicité dans une vapeur atomique

A. Chopinaud, M. Jacquy, B. Viaris de Lesegno, L. Pruvost

Laboratoire Aimé Cotton, France; marion.jacquy@u-psud.fr

Dans le cadre de l'utilisation du moment orbital angulaire de la lumière (OAM) pour les technologies quantiques, nous présentons la conversion d'un vortex optique rouge de grande hélicité, (transportant une grande valeur d'OAM) en un vortex bleu via la transition à deux photons $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ du ^{85}Rb .

High-precision mid-IR molecular spectroscopy with traceability to primary frequency standards using sub-Hz frequency comb-stabilized QCLs

D. B. A. Tran¹, R. Santagata¹, B. Argence¹, O. Lopez¹, S. K. Tokunaga¹, A. Goncharov^{1,2}, M. Abgrall³, Y. Le Coq³, R. Le Targat³, W.-K. Lee³, D. Xu³, P.-E. Pottier³, A. Amy-Klein¹, B. Darquié¹

¹Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, 93430 Villetaneuse, France; ²Institute of Laser Physics of SB RAS, Pr. Lavrentyeva 13/3, Novosibirsk 630090, Russia; ³LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, 75014 Paris, France; benoit.darquie@univ-paris13.fr

We present our work towards measuring absolute frequencies of various polyatomic species - in particular methanol - around 10 μm , at an unprecedented level of accuracy, using a both ultra-stable and widely tuneable near-infrared frequency comb.

Manipulation optique de vortex d'Abrikosov dans les supraconducteurs

A. Rochet^{1,2}, W. Magrini¹, A. Bouzidine², P. Tamarat¹, B. Lounis¹

¹LP2N, France; ²LOMA, France; antonine.rochet@institutoptique.fr

Nous avons mis en place une méthode optique permettant de générer in situ une paire de vortex/anti-vortex d'Abrikosov dans un film supraconducteur. Cette technique, en champ lointain, assure la rapidité du procédé et préserve la qualité de l'échantillon. Une unique impulsion laser sépare un vortex d'un anti-vortex de quelques microns.

Refroidissement sympathique d'ions 9Be^+ par un cristal de Coulomb d'ions 88Sr^+

A. Douillet¹, J.-P. Likforman², S. Guibal², V. Tugayé², N. Sillitoe¹, J. Heinrich¹, T. Louvradoux¹, J.-P. Karr¹, L. Hilico¹, L. Guidoni²

¹Laboratoire Kastler Brossel, France; ²Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques; albane.douillet@lkb.upmc.fr

L'étude du refroidissement sympathique en régime de grand rapport de masses est indispensable au bon déroulement de projets ambitieux tels que le projet GBAR [1] ou encore dans la perspective de réaliser la spectroscopie de précision d'ions multichargés [2] ou d'ions moléculaires simples [3].

Spectroscopie du bruit de spin dans l'hélium métastable

P. Neveu, F. Goldfarb, F. Bretenaker

Laboratoire Aimé Cotton, France; pascal.neveu@u-psud.fr

La spectroscopie du bruit de spin permet de sonder de manière non invasive les mécanismes à l'origine des fluctuations d'un ensemble de spins électroniques par interaction avec leur environnement. Nous employons cette technique dans l'hélium métastable en présence de phénomènes cohérents tels que le piégeage cohérent de population par exemple.

Tester la symétrie de parité par spectroscopie vibrationnelle de molécules chirales froides

M. Pierens¹, L. Lecordier¹, A. Cournol¹, M. Manceau¹, D. B. A. Tran¹, R. Santagata¹, A. Shelkovnikov², O. Lopez¹, C. Daussy¹, C. Chardonnet¹, A. Amy-Klein¹, S. K. Tokunaga¹, B. Darquié¹

¹Laboratoire de Physique des Lasers, Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, CNRS, F-93430, Villetaneuse, France; ²P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences, 119991 Moscow, Russia; matthieu.pierens@univ-paris13.fr

La violation de la parité n'a encore jamais été mise en évidence sur des systèmes moléculaires et devrait se traduire par des différences de fréquences entre les deux énantiomères d'une molécule chirale, que nous avons l'intention de mesurer par spectroscopie laser. Nous présentons ici nos résultats les plus récents dans cette direction.

CONTROLE OPTIQUE DE SPINS NUCLEAIRES A LONGUE DUREE DE VIE DE COHERENCE DANS LES NANOPARTICULES DOPEES TERRES RARES

D. Serrano¹, J. Karlsson¹, A. Fossati¹, A. Tallaire^{1,2}, A. sFerrier¹, P. Goldner¹

¹IRCP, PSL Univeristé, 11, rue Pierre et Marie Curie, 75005 Paris, France; ²Sorbonne Univeristé, UPMC Université Paris 06, 75005 Paris, France; diana.serrano@chimieparistech.psl.eu

Nous démontrons ici le contrôle optique cohérent des spins nucléaires dans des nanoparticules dopées avec des ions de terres rares. A partir des techniques tout-optiques nous avons mesuré des durées de vie de cohérence (T_2) qui vont jusqu'à 8 ms à 5 K, une valeur comparable à celle des monocristaux massifs.

Couplage atome/lumière en présence de nanostructures

D. Wilkowski

Nanyang Technological University, Singapour; david.wilkowski@ntu.edu.sg

En utilisant une couche métallique nano structurée, nous pouvons contrôler la fréquence de résonance des modes plasmonique de surface. Lorsque que cette fréquence coïncide avec une résonance atomique, le système atome/nanostructure se caractérise par une résonance de type-Fano, et par une modification importante de l'interaction atome/surface.

Spectroscopie à haute résolution de la transition 1S–3S de l'atome d'hydrogène

S. Thomas¹, H. Fleurbaey¹, S. Galtier¹, M. Bonnaud¹, L. Julien¹, F. Biraben¹, F. Nez¹, M. Abgrall², J. Guéna²

¹Laboratoire Kastler Brossel, France; ²LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, France; simon.thomas@lkb.upmc.fr

Nous présenterons les derniers résultats de la métrologie de la fréquence de transition 1S–3S, qui contribuent significativement à l'énigme du rayon du proton, et détaillerons nos récentes avancées pour réduire l'effet Doppler du second ordre.

Mesure de précision de la longueur d'onde "tune-out" de lithium par interférométrie atomique

B. Décamps^{1,2}, A. Gauguet^{1,2,4}, J. Vigué^{1,2,3}, M. Büchner^{1,2,3}

¹Lab. Collisions Agrégats Réactivité, UMR 5589; ²Institut de Recherche sur les Systèmes Atomiques et Moléculaires Complexes; ³CNRS; ⁴Université Toulouse III; matthias.buchner@irsamc.ups-tlse.fr

Nous avons mesuré l'effet Stark dynamique avec notre interféromètre à bras séparés. Un faisceau laser intercepte un bras de l'interféromètre et un déphasage de l'onde atomique apparaît. Nous avons mesuré avec précision la longueur d'onde pour laquelle ce déphasage s'annule ("tune-out"). L'expérience est en très bon accord avec la théorie.

Quand les fluctuations d'atome et de surface se couplent : interaction Casimir-Polder entre atome et surface chaude émissive de polaritons résonnants

J. Carvalho¹, A. Laliotis¹, I. Maurin¹, M. Ducloy¹, D. Bloch¹, D. de Sousa Meneses², P. Echehut²

¹Labo Physique des Lasers, Villetaneuse; ²CEMHTI-CNRS, Orléans; isabelle.maurin@univ-paris13.fr

A partir d'effets résonnants dans le couplage entre atome et surface, nous montrons que l'atome est une sonde microscopique des modes de l'émission thermique en champ proche

Faisceau de rubidium froid canalisé : réalisation et perspectives

A. Chopinaud, M. Jacquey, B. Viaris de Leseqno, L. Pruvost

Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Univ. Paris Sud, ENS Cachan, Univ. Paris Saclay, Orsay, France; bruno.viaris@lac.u-psud.fr

On décrit un jet d'atomes froids canalisé par un tube de lumière, ainsi que quelques applications

Décohérence des ondes de matière par radiation de corps noir

B. Décamps^{1,2}, A. Gauguet^{1,2,4}, J. Vigué^{1,2,3}, M. Büchner^{1,2,3}

¹Lab. Collisions Agrégats Réactivité, UMR 5589; ²Institut de Recherche sur les Systèmes Atomiques et Moléculaires Complexes; ³CNRS; ⁴Université Toulouse III; matthias.buchner@irsamc.ups-tlse.fr

Nous avons observé la décohérence d'ondes de lithium par la présence d'une radiation de lampes à halogène-tungstène. Notre interféromètre atomique a été utilisé pour mesurer la perte de la visibilité des franges atomiques. Les directions de quantité de mouvement des photons absorbés et émis par l'atome sont aléatoires et induisent la décohérence.

Observation of coherent population trapping involving three (optical) photons

M. Collombon, C. Chatou, M. Marchenay, D. Guyomarc'h, G. Hagel, M. Houssin, J. Pedregosa, M. Knoop, C. Champenois

CNRS-AMU, France; marylise.marchenay@univ-amu.fr

Three-photon coherent population trapping is observed in a cloud of laser-cooled calcium ions in an RF-linear quadrupole trap. The dark state involves the two metastable D-states which can serve as optical or THz qubits. We use an optical frequency comb to simultaneously lock the 3 involved lasers and constrain their relative phase fluctuations.

Holographie quantique avec des paires de photons intriqués de grande dimensionalité spatiale

F. Devaux¹, A. Alexis Mosset², F. Bassignot³, E. Lantz¹

¹Université Bourgogne Franche-Comté, Besançon; ²Institut FEMTO-ST, Besançon; ³FEMTO Engineering, Besançon;
fabrice.devaux@univ-fcomte.fr

Nous présentons les résultats expérimentaux de la restitution d'un hologramme de phase par la mesure de corrélations quantiques spatiales entre des paires de photons intriqués de très grande dimensionnalité spatiale.

Transduction optomécanique de photons microonde en photons optiques

E. Ivanov, T. Capelle, E. Flurin, S. Deléglise, T. Jacqmin, T. Briant, A. Heidmann

Sorbonne Université, France; edouard.ivanov@lkb.upmc.fr

Le présent travail a pour objectif d'atteindre une conversion de photons entre des fréquences microondes et des fréquences optiques. Cela permet de combiner les propriétés des circuits supraconducteurs dans l'information quantique, à la facilité de transport des photons optiques. Pour cela, des nanomembranes en nitrure de silicium sont utilisées.

INTERACTION D'UN ATOME DE RYDBERG AVEC UNE NANOFIBRE OPTIQUE

E. Stourm

Université Paris-Sud, France; erwan.stourm@u-psud.fr

Nous étudions théoriquement l'émission spontanée d'un atome de RYDBERG à proximité d'une nanofibre optique de silice. Les résultats numériques obtenus montrent que les photons émis sont susceptibles d'être guidés le long de la fibre et suggèrent qu'une telle nanofibre optique peut être utilisée pour mettre en réseau des registres quantiques atomiques.

Focalisation cohérente et sélection spectrale d'harmoniques d'ordre élevé sans optique XUV

C. Valentin¹, K. Veyrinas¹, L. Quintard¹, V. Strelkov², J. Vabek¹, O. Hort¹, A. Dubrouil¹, D. Descamps¹, F. Burgy¹, C. Péjot¹, F. Catoire¹, E. Contant³, E. Mével¹

¹CELIA, Université de Bordeaux-CNRS--CEA, France; ²A M Prokhorov General Physics Institute of , FranceRussian Academy of Sciences, Russie; ³ILM, Université Lyon 1-CNRS, France; constance.valentin@U-BORDEAUX.FR

Les harmoniques d'ordre élevé produisent une source XUV cohérente attoseconde. Le contrôle des paramètres macroscopiques de génération permet d'ajuster le profil spatial et la divergence des faisceaux XUV qui dépendent de l'ordre. Le filtrage spatial est un moyen élégant de sélectionner quelques harmoniques sans filtre métallique, ni optique XUV.

05-C: Session Orale PAMO/COLOQ #2

Heure: Jeudi, 05.07.2018: 8:30 - 10:30 · Salle: Auditorium

8:30 - 9:10

Invitée

LE RAYON DE DISTRIBUTION DE CHARGE DU PROTON PAR SPECTROSCOPIE DE SYSTEMES ATOMIQUES SIMPLES

H. Fleurbaey¹, S. Galtier¹, S. Thomas¹, M. Bonneaud¹, L. Julien¹, F. Biraben¹, F. Nez¹, M. Abgrall², J. Guena²

¹Laboratoire Kastler Brossel, Sorbonne Université, CNRS, ENS-Université PSL, Collège de France; ²LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, ENS-Université PSL, CNRS, Sorbonne Université; francois.nez@lkb.upmc.fr

La spectroscopie à haute résolution de systèmes atomiques simples permet d'accéder à des grandeurs fondamentales de la physique. Or les mesures de l'une d'elles sur plusieurs systèmes donnent des résultats différents. Nous ferons le point sur ces désaccords à partir de notre récente spectroscopie 1S-3S de l'atome d'hydrogène.

9:10 - 9:35

Invitée

Dynamique superfluide d'un gaz de Bose

M. de Goër de Herve, A. Kumar, C. De Rossi, Y. Guo, R. Dubessy, T. Badr, A. Perrin, L. Longchambon, H. Perrin

LPL CNRS UP13, France; helene.perrin@univ-paris13.fr

Nous avons mis en évidence la nature superfluide d'un gaz de Bose bidimensionnel (2D) confiné dans un piège harmonique grâce à une technique d'analyse locale de la dynamique. La superfluidité conduit aussi au phénomène d'écoulement permanent lorsque le gaz est confiné dans un piège annulaire.

9:35 - 10:00

Invitée

Molecular Alignment Inside Helium Nanodroplets

P. Vindel Zandbergen¹, J. Jiang², M. Barranco³, M. Lewerenz², C. Meier¹, M. Pf², N. Halberstadt¹

¹Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité, Université Paul Sabatier, 118 route de Narbonne 31062 Toulouse Cedex 09, France; ²Laboratoire de Modélisation et Simulation Multi Echelle, Equipe de Chimie Théorique, 5 Boulevard Descartes 77454 Marne-la Vallée Cedex 2, France; ³Departament FQA, Facultat de Física, and IN2UB, Universitat de Barcelona, Diagonal 645, 08028 Barcelona, Spain; patricia.vindel@irsamc.ups-tlse.fr

We present a quantum dynamical analysis of the impulsive alignment and subsequent rotational motion of the CH₃I-He complex. The emphasis is laid on the effect of the helium atom onto the coherent time evolution of the rotor states. The results are discussed with respect to experiments of non adiabatic alignment in superfluid He droplets.

10:00 - 10:25 Attention : les présentations finissent avant la fin de la session !

Invitée

Rayons X - outil de choix pour l'exploration de processus fondamentaux

C. Miron

CEA Paris-Saclay, France; catalin.miron@cea.fr

De nouveaux phénomènes ont été observés et de nouvelles voies de recherche ouvertes récemment grâce à la disponibilité de lignes de lumière de rayons X à hautes performances : flux et résolution spectrale aux synchrotrons de 3^{ème} génération, intensité et brièveté des impulsions aux lasers à électrons libres (LEL). Quelques exemples seront discutés.

CONTROLE OPTIQUE DE SPINS NUCLEAIRES A LONGUE DUREE DE VIE DE COHERENCE DANS DES NANOPARTICULES DOPEES TERRES RARES

Diana Serrano¹, Jenny Karlsson¹, Alexandre Fossati¹, Alban Ferrier^{1,2}, Alexandre Tallaire¹,
Philippe Goldner¹

¹ Institut de Recherche de Chimie Paris (IRCP) UMR 8247 CNRS, Chimie-Paristech, Université PSL, 11 rue Pierre et Marie Curie 75005 Paris, France

² Sorbonne Universités, UPMC Université Paris 06, 75005 Paris, France

diana.serrano@chimieparistech.psl.eu

RÉSUMÉ

Nous démontrons ici le contrôle optique cohérent de spins nucléaires dans des nanoparticules dopées par des ions de terres rares. A partir de techniques tout-optiques nous avons mesuré des durées de vie de cohérence (T_2) allant jusqu'à 8 ms à 5 K, une valeur comparable à celle des monocristaux massifs.

MOTS-CLEFS : *spin ; technologies quantiques ; ions terres rares ; nanomatériaux.*

1. INTRODUCTION

Des systèmes nanométriques possédant des états de spin à longue durée de vie ainsi que la capacité de les coupler de manière cohérente à la lumière sont très demandés pour les implémentations de dispositifs quantiques, notamment dans le but de développer des systèmes quantiques hybrides multifonctionnels. Plusieurs approches, comme les centres NV dans le diamant, ou les quantum dots sont intensivement étudiés dans ce but, où un défi majeur est de préserver les propriétés, et en particulier les durées de vie optiques et de spin dans le passage du massif à l'échelle nanométrique [1,2]. Dans ce travail nous étudions pour la première fois les propriétés de cohérence de spin dans des nanoparticules dopées terres rares, nouveaux matériaux très prometteurs pour les technologies quantiques.

2. METHODES ET RESULTATS

Des nanoparticules sphériques de Y_2O_3 dopées Eu^{3+} (0.5%at.) ayant un diamètre moyen de 400 ± 80 nm et des grains de 130 ± 10 nm (Fig. 1) ont été synthétisées par précipitation homogène.

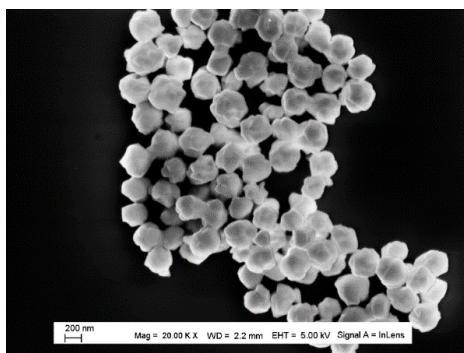


Fig. 1: Image SEM de nanoparticules d' Y_2O_3 dopées Eu^{3+} .

En utilisant des techniques tout-optiques, basées sur des impulsions laser à deux couleurs (Fig. 2a), nous avons enregistré des échos de spin (Fig. 2b) et mesuré des durées de vie de cohérence de 1,2 ms ($T_2 = 2.9$ ms) à 5 K à zéro champ magnétique et de 2,9 ms à 9 mT pour la transition à 29,33 MHz de l'isotope $^{151}\text{Eu}^{3+}$.

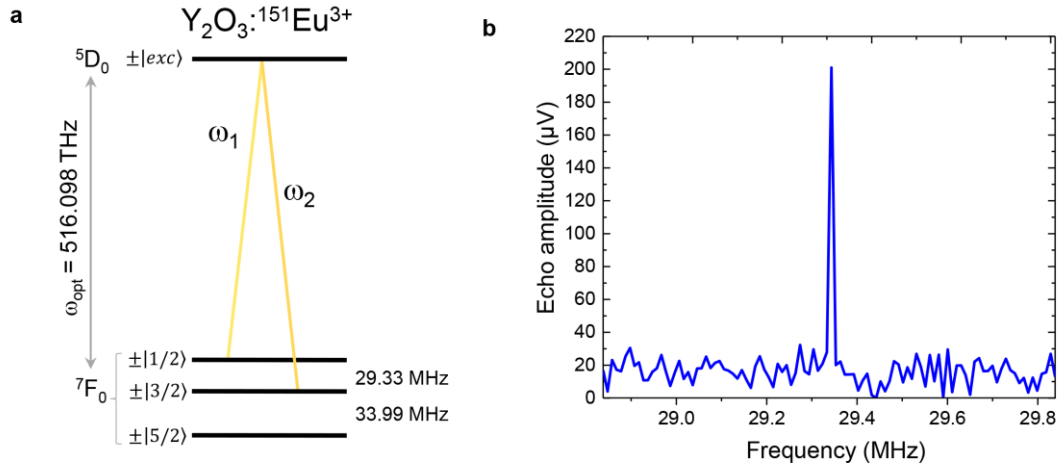


Fig. 2: (a) Niveaux d'énergie de l'isotope 151 d' Eu^{3+} . Le spin nucléaire $I=5/2$ donne lieu à trois niveaux de spin doublement dégénérés. Des impulsions à deux couleurs (où $\omega_2 - \omega_1 = 29.33$ MHz) sont employées pour créer une cohérence de spin dans la transition ciblée. (b) Signal d'écho de spin après FFT.

De plus, nous avons obtenu une extension de la durée de vie de cohérence de spin jusqu'à 8 ms par une approche originale de découplage dynamique tout-optique. Finalement, nous observons une corrélation de haute fidélité entre les phases d'entrée et de sortie dans la séquence d'écho de spin. Les nanoparticules dopées aux terres rares sont ainsi les seuls nanomatériaux connus dans lesquels des largeurs homogènes optiques d'environ 50 kHz et des spins contrôlés optiquement ayant des durées de vie de cohérence de l'ordre de la milliseconde ont été observés [3].

CONCLUSION

Nous décrivons ici pour la première fois les propriétés de cohérence de spin de nanoparticules dopées terres rares. Avec des T_2 de spin allant jusqu'à 8 ms, mis en évidence par découplage dynamique tout-optique, les nanoparticules d' $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$ sont à présent le seul système nanométrique combinant des longues durées de vie de cohérence optiques [1,2] et de spin [3].

RÉFÉRENCES

- [1] A. Perrot, P. Goldner, D. Giaume, M. Lovric, C. Andriamiadamanana, R. R. Gonçalves, A. Ferrier, Phys. Rev. Lett. 111, 203601 (2013).
- [2] J. G. Bartholomew, K. de Oliveira Lima, A. Ferrier, P. Goldner, Nano Lett. 17 (2), 778 (2017)
- [3] D. Serrano, J. Karlsson, A. Fossati, A. Ferrier, P. Goldner, arXiv:1711.03934 (2017)

CONVERSION DE VORTEX OPTIQUE DE GRANDE HELICITE DANS UNE VAPEUR ATOMIQUE

Aurélien Chopinaud¹, Marion Jacquety¹, Bruno Viaris de Lesegno¹, Laurence Pruvost¹

¹ Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Univ. Paris Sud, ENS Cachan, Univ. Paris Saclay, Orsay, France

marion.jacquety@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Dans le cadre de l'utilisation du moment orbital angulaire de la lumière (OAM) pour les technologies quantiques, nous présentons la conversion d'un vortex optique rouge de grande hélicité, (transportant une grande valeur d'OAM) en un vortex bleu via la transition à deux photons $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ du ^{85}Rb .

MOTS-CLEFS : *vortex optique, moment orbital angulaire, mélange à quatre ondes*

1. INTRODUCTION

Les vortex optiques sont des faisceaux lumineux d'intensité annulaire avec une phase qui varie angulairement en ℓ secteurs de 0 à 2π autour de l'axe de propagation. Il en résulte un front d'onde en hélice à l'origine du moment orbital angulaire (Orbital Angular Momentum, OAM) caractéristique de ces faisceaux. Il s'agit là d'un des points clés de l'intérêt porté aux vortex optiques. En effet, cet OAM est une grandeur quantifiée valant $\hbar\ell$ et l'hélicité ℓ associée constitue une nouvelle variable quantique au même titre que le spin. Sa spécificité provient de l'infinité de valeurs discrètes qu'elle peut prendre, fournissant ainsi une base pour coder l'information. Dans ce cadre, caractériser l'interaction entre des vortex optiques, notamment de grande hélicité, avec la matière constitue étape cruciale à l'exploitation de l'OAM pour les technologies quantiques.

2. PRINCIPE EXPERIMENTAL DE LA TRANSITION A DEUX PHOTONS

Dans ce contexte nous présenterons une expérience où l'on étudie la conversion d'un vortex optique rouge en un vortex bleu via la transition à deux photons $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ du ^{85}Rb sous forme de vapeur. Le schéma d'excitation est représenté sur la figure ci-dessous.

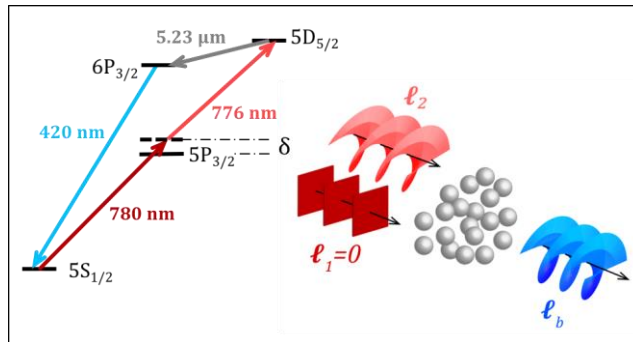


Fig. 1 : Schéma de principe de la conversion de vortex optique via la transition $5S_{1/2} - 5D_{5/2}$ du ^{85}Rb .

Dans une cellule de rubidium chauffée, on envoie deux faisceaux laser co-propageants, l'un gaussien à 780 nm, l'autre étant un vortex optique d'hélicité ℓ qui réalise la deuxième étape d'excitation à 776 nm. Il s'en suit une émission stimulée d'un rayonnement bleu à 420 nm qui

peut se comprendre comme l'idler d'un mélange à quatre ondes (FWM) où la quatrième onde à $5,23 \mu\text{m}$ est induite par émission spontanée amplifiée.

Nous présenterons les caractéristiques du rayonnement bleu émis: son profil d'intensité, sa propagation, la puissance émise ainsi que sa phase [1].

3. CONVERSION DE VORTEX DU ROUGE VERS LE BLEU

La charge topologique ℓ du vortex rouge d'entrée est variée entre -30 et +30. Sa phase est mesurée par une méthode d'auto-interférences où le nombre de franges noires donne directement la mesure de l'hélicité. (partie a) de la figure 2)

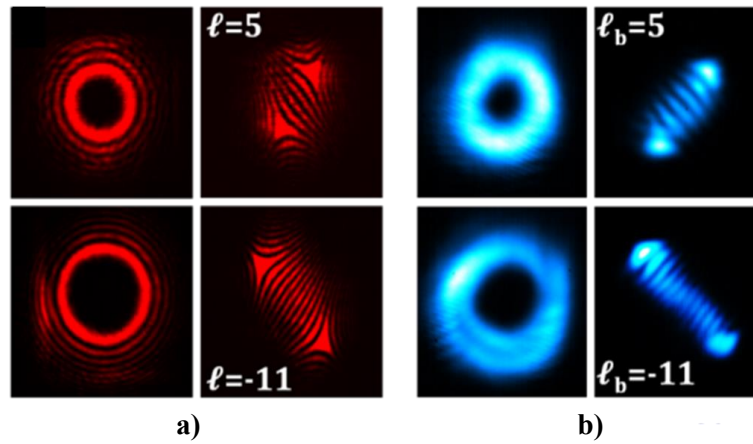


Fig. 2 : Profil d'intensité et image d'auto-interférences du vortex d'entrée rouge (a), du vortex bleu induit (b).

La mesure des rayons des vortex bleu générés permet d'établir que l'amplitude du champ induit est déterminée par le produit des amplitudes des champs d'entrée. L'efficacité du processus est quant à elle déterminée par le recouvrement des champs incidents. Par la suite, on montrera sans ambiguïté expérimentale (partie b) de la figure 2) que pour $|\ell| < 11$, la totalité de l'hélicité ℓ est transférée au vortex bleu de sortie. Enfin, la propagation gaussienne du rayonnement bleu démontre que le vortex généré est pur.

Pour finir, nous présenterons deux autres exemples de conversion:

- La conversion d'une superposition de vortex portée par le faisceau à 776nm, l'autre demeurant gaussien.
- La conversion d'une paire de vortex : deux vortex optiques rouges, l'un à 780 nm et l'autre à 776 nm sont envoyés dans la cellule.

[1] High helicity vortex conversion in a rubidium vapor, A. Chopinaud, M. Jacquy, B. Viaris de Lesegno and L. Pruvost, accepted for publication in Phys Rev, A.
<https://arxiv.org/abs/1803.07182>

COUPLAGE ATOME/LUMIÈRE EN PRÉSENCE DE NANOSTRUCTURES

Eng Chan Aik¹, Syed Abdullah Aljunid¹, Giorgio Adamo¹, Athanasios Laliotis², Martial Ducloy¹², Nikolay Zheludev¹³, David Wilkowski¹⁴⁵

¹ Centre for Disruptive Photonic Technologies, TPI, Nanyang Technological University, 637371 Singapore

² Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13, 93430 Villetaneuse, France

³ Optoelectronics Research Centre & Centre for Photonic Metamaterials, University of Southampton, Southampton SO17, UK

⁴ Centre for Quantum Technologies, National University of Singapore, 117543 Singapore

⁵ MajuLab, CNRS-UCA-SU-NUS-NTU International Joint Research Unit, Singapore

david.wilkowski@ntu.edu.sg

RÉSUMÉ

En utilisant une couche métallique nano structurée, nous pouvons contrôler la fréquence de résonance des modes plasmonique de surface. Lorsque que cette fréquence coïncide avec une résonance atomique, le système atome/nanostructure se caractérise par une résonance de type-Fano, et par une modification importante de l'interaction atome/surface. Finalement l'augmentation de la densité des modes du vide au voisinage de la surface, dues au plasmon, devrait conduire à une augmentation du Facteur de Purcell. Néanmoins nous n'avons pas observé cette augmentation en utilisant une vapeur atomique à cause d'un fort élargissement inhomogène de la transition.

MOTS-CLEFS : *Interaction Casimir-Polder, nanostructure, facteur de Purcell*

Nous savons que le couplage d'un radiateur quantique avec un champ électromagnétique dépend de son environnement et plus particulièrement de la densité des modes du vide. De nombreuses expériences ont été menées dans ce sens, soit dans des régimes où la densité des modes du vide tend vers zéro, dans ce cas l'atome ne peut être couplé au champ électromagnétique, soit dans des cas où la densité des modes du vide augmente considérablement comme c'est le cas au voisinage d'une résonance par exemple. L'augmentation relative du couplage se caractérise par un facteur de Purcell plus grand que un. Si le facteur de Purcell devient très grand, ce régime est particulièrement intéressant car il peut conduire à un couplage fort entre l'atome et le champ. Le système est alors dominé par une évolution cohérente. Nous avons récemment étudié un système composé d'une vapeur atomique de Césium et d'une surface métallique nano structurée (Voir Figure 1a). Cette dernière se caractérise par une résonance plasmonique de surface qui dépend de la géométrie de la nanostructure. Le système est excité par un laser proche de la résonance du Césium à 852nm à incidence normale par rapport à la surface nano structurée. Nous détectons l'intensité réfléchie par l'interface surface/vapeur. Si la fréquence du plasmon coïncide avec la fréquence atomique on s'attend alors à une forte augmentation du facteur de Purcell. Cette augmentation n'a pu être mise en évidence dans notre cas à cause d'un fort élargissement inhomogène de la transition. Néanmoins le couplage entre la transition étroite de l'atome et celle large du plasmon conduit à une résonance du système de type Fano (Voir Figure 2b) [1]. De plus, la surface nano structurée change la constante diélectrique de la surface, ce qui permet d'accorder l'interaction Casimir-Polder entre la surface et les atomes (Voir Figure 1c). Lorsque les résonances, atomique et plasmonique, coïncident, l'interaction Casimir-Polder est fortement modifiée et se caractérise non seulement par une contribution réelle mais également par une contribution imaginaire qui élargit la résonance atomique (Voir Figure 1c) [2]. Cette partie imaginaire s'interprète simplement considérant l'émission d'un photon à partir de l'état excité de l'atome. Ce photon est ensuite absorbé par le plasmon de surface.

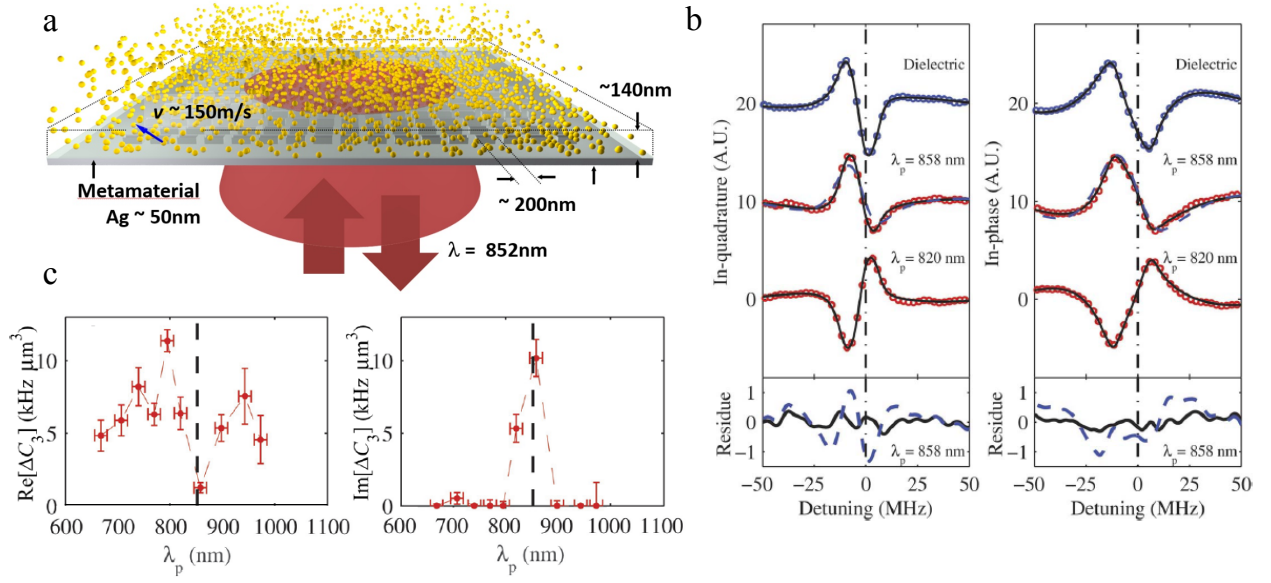


FIGURE 1 : **a**, schéma du système atomes/métamatériel. **b**, réflexion sélective pour une interface diélectrique/vapeur atomique et pour une interface nano structurée/vapeur atomique. Les courbes en traits pleins (hachurés) correspondent à un fit incluant un coefficient de Van der Waals complexe (réel). **c**, partie réelle et imaginaire du coefficient de Van der Waals, caractérisant l'interaction Casimir-Polder dans le régime non-retardée.

RÉFÉRENCES

- [1] S. A. Aljunid, E. A. Chan, G. Adamo, M. Ducloy, D. Wilkowski, and N. I. Zheludev, "Atomic response in the near-field of nanostructured plasmonic metamaterial," *Nano Letters*, vol. 16, no. 5, pp. 3137–3141, 2016.
- [2] E. A. Chan, S. A. Aljunid, G. Adamo, A. Lalot, M. Ducloy, and D. Wilkowski, "Tailoring optical meta-materials to tune the atom-surface casimir-polder interaction," *Science Advances*, vol. 4, no. 2, 2018.

DECOHERENCE DES ONDES DE MATIERE PAR RADIATION DE CORPS NOIR

Boris Décamps, Alexandre Gauguet, Jaques Vigué et Matthias Büchner

Lab. Collisions Agrégats Réactivité UMR CNRS 5589, IRSAMC, Université Toulouse III,

31062 Toulouse, France

matthias.buchner@irsamc.ups-tlse.fr

RÉSUMÉ

Nous avons observé la décohérence d'ondes de lithium par la présence d'une radiation de lampes à halogène-tungstène. Notre interféromètre atomique a été utilisé pour mesurer la perte de visibilité des franges atomiques et du flux moyen. Les directions de quantité de mouvement des photons absorbés et émis par l'atome sont aléatoires et induisent la décohérence.

MOTS-CLEFS : *optique atomique, interférométrie atomique, décohérence d'ondes de matière*

1. INTRODUCTION

La décohérence d'un objet quantique résulte de l'interaction avec son environnement, qui agit comme instrument de mesure [1], i.e. les deux deviennent intriqués. Des expériences fascinantes ont été réalisées en particulier sur la cohérence entre des niveaux discrets atomiques [2]. Pour des particules, la décohérence de l'onde associée peut uniquement être effectuée par un interféromètre à onde de matière. Plusieurs expériences ont été réalisées :

- 1) L'absorption d'un photon résonant issu d'un laser, puis une décohérence suite à l'émission spontanée d'un photon [3].
- 2) Chauffage des molécules par laser et l'émission thermique qui en résulte [4]
- 3) L'interaction d'une onde atomique avec le gaz résiduel, les collisions entraînent de la décohérence [5]

Notre choix d'arrangement expérimental diffère de ceux utilisés dans la littérature. Nous avons appliqué une radiation de corps noir, radiation non-cohérente, sur les deux bras spatialement séparés de notre interféromètre à lithium.

2. ARRANGEMENT EXPERIMENTAL ET RESULTATS

Notre interféromètre atomique [6] utilise un jet atomique supersonique de Lithium 7 et la diffraction sur des ondes stationnaires laser à 671 nm. Trois ondes stationnaires se suivent permettant une séparation spatiale maximale des deux bras de l'interféromètre d'environ 100 μm . Nous utilisons la diffraction atomique dans le régime de Bragg, l'atome reste dans le même état quantique interne. Une cellule d'interaction a été introduite : elle contient deux lampes à halogène tungstène et ses parois sont argentées afin de recycler au maximum les photons issus de la radiation de corps noir. Nous avons mesuré la visibilité des franges atomiques et le flux moyen I_0 détecté en fonction du courant appliqué (I) sur les lampes.

La figure montre notre résultat principal. Nous avons tracé la perte du flux moyen $L(I) = 1 - I_0(I)/I_0(I=0)$ et de la visibilité relative des franges atomiques en fonction du courant appliqué sur les lampes ($V(I) = V(I)/V(I=0)$). On constate une nette perte de visibilité tandis que la perte de flux moyen est modérée. Il va de soi qu'uniquement les atomes détectés contribuent à la visibilité des

franges

atomiques.

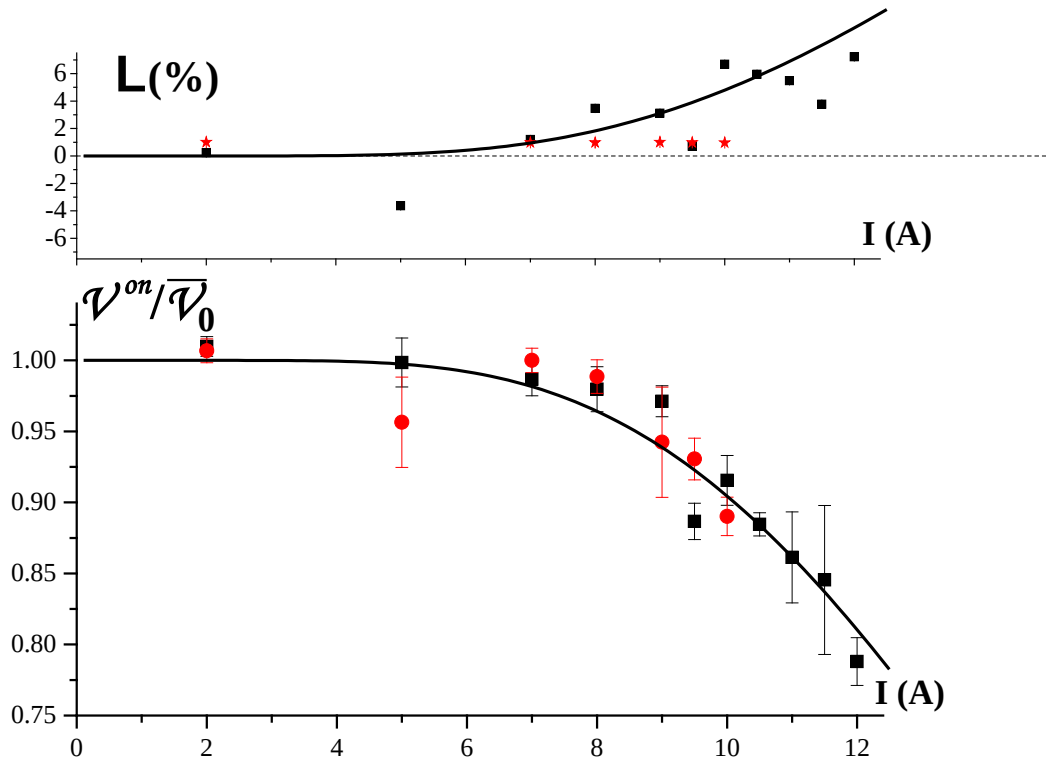


Figure : Résultats expérimentaux et théoriques. Nous avons tracé la perte de flux moyen et de visibilité relative en fonction du courant I appliqué sur les lampes. Les points représentent les données expérimentales tandis que les lignes montrent une simulation basée sur un modèle ayant un seul paramètre ajustable.

Nous avons élaboré un modèle qui sert à comparer nos données expérimentales avec ses résultats. Le seul paramètre ajustable qui entre en jeu est la réflectivité des parois, qui est mal connue pendant le déroulement de l'expérience. La théorie et l'expérience sont en bon accord.

RÉFÉRENCES

- [1] D. Pritchard, Ann. Phys. (Leipzig) **10**, 35 (2001), W.H. Zurek, Rev. Mod. Phys. **75**, 715 (2003),
- [2] M. Brune, et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4887 (1996), S. Haroche, Rev. Mod. Phys. **85**, 1083 (2013),
D.J. Wineland, Rev. Mod. Phys. **85**, 1103 (2013)
- [3] T. Pfau *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 1223 (1994), J.F. Clauser and S. Li, Phys. Rev. A **50**, 2430 (1994).
U. Sterr *et al.*, Appl. Phys. B **54**, 341-346 (1992), [9] M.S. Chapman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3783 (1995),
D.A. Kokorowski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 2191 (2001).
- [4] L. Hackermüller *et al.*, Nature **427**, 711 (2004).
- [5] H. Uys, J.D. Perreault and A.D. Cronin, Phys. Rev. Lett. **95**, 150403 (2005),
L. Hackermüller *et al.*, Appl. Phys. B **77**, 781-787 (2003), K. Hornberger, et al. Phys. Rev. Lett. **90**, 160401 (2003),
- [6] A. Miffre, M. Jacquey, M. Büchner, G. Tréneç et J. Vigué, Eur. Phys. J. D **33**, 99 (2005)

Faisceau de rubidium froid canalisé : réalisation et perspectives

Aurélien Chopinaud¹, Marion Jacquey¹, Bruno Viaris de Leseigno¹, Laurence Pruvost¹

*1 Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Univ. Paris Sud, ENS Cachan, Univ. Paris Saclay,
Orsay, France*

bruno.viaris@lac.u-psud.fr

RÉSUMÉ

On décrit un jet d'atomes froids canalisé par un tube de lumière, ainsi que quelques applications

MOTS-CLEFS : *faisceau de Laguerre-Gauss ; potentiel dipolaire ; MOT-2D*

Sur une source continue de ^{87}Rb froid (MOT-2D du SYRTE) nous ajoutons un faisceau de guidage utilisant le potentiel dipolaire[1]. La divergence originelle de 40 mrad du jet atomique est ainsi fortement réduite, permettant d'augmenter sa densité de plusieurs centaines de fois dans la zone d'utilisation, 50 cm après la source, ce qui nous permet actuellement le chargement très rapide d'un MOT-3D tout en conservant un bon vide.

Cette canalisation des atomes est réalisée grâce à un faisceau creux de type Laguerre-Gauss copropageant, décalé vers le bleu de la transition piégeante, qui constitue un tube de lumière répulsive à centre noir. Les atomes passent ainsi la majorité du temps au centre, hors de la lumière laser, ce qui évite un chauffage par absorption résiduelle. Nous avons montré qu'un décalage de +6,8 GHz fonctionne bien, ce qui permet d'utiliser pour le guidage la longueur d'onde repompeur, et ainsi de n'utiliser qu'un seul faisceau guide-repompeur, de puissance modérée (50-100 mW)[2].

Dans le montage actuel le guide creux est légèrement focalisé à la sortie du MOT-2D, puis peu divergent. Nous proposons des variantes de la focalisation permettant d'obtenir des densités atomiques encore supérieures.

- [1] V. Carrat, C. Cabrera-Gutiérrez, M. Jacquey, J. W. Tabosa, B. Viaris de Leseigno, L. Pruvost, “Long-distance channeling of cold atoms exiting a 2D magneto-optical trap by a Laguerre-Gaussian laser beam”, *Opt. Lett.*, 39, 719-722 (2014)
- [2] C. Cabrera-Gutierrez, V. Carrat, M. Jacquey, B. Viaris de Leseigno, L. Pruvost, “Laguerre-Gaussian mode for repumping combined to piping of a two-dimensional magneto-optical trap”, en préparation

FOCALISATION COHÉRENTE ET SÉLECTION SPECTRALE D'HARMONIQUES D'ORDRE ÉLEVÉ SANS OPTIQUE XUV

Constance Valentin¹, Kevin Veyrinas¹, Ludovic Quintard¹, Vasily Strelkov², Jan Vabek¹, Ondrej Hort^{1,†}, Antoine Dubrouil^{1,‡}, Dominique Descamps¹, Frédéric Burgy¹, Clément Péjot¹, Fabrice Catoire¹, Eric Constant³, Eric Mével¹

¹Université de Bordeaux, CNRS, CEA, Centre Laser Intenses et Applications (CELIA), 43 rue P. Noailles 33400 Talence, France

²A M Prokhorov General Physics Institute of Russian Academy of Sciences, 38, Vavilova Street, Moscow 119991, Russia.

³Univ Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, CNRS, Institut Lumière Matière (ILM), F-69622 Villeurbanne, France.

[†] present address: ELI Beamlines Project, Institute of physics, Czech Academy of Sciences, Na Slovance 1999/2, 182 21 Praha 8, Czech Republic

[‡] present address : Femtoeasy, FemtoEasy SAS, Bâtiment Sonora, parc scientifique et technologique Laseris 1, 33114 Le Barp, France

constance.valentin@u-bordeaux.fr

RÉSUMÉ

Les harmoniques d'ordre élevé produisent une source XUV cohérente attoseconde. Le contrôle des paramètres macroscopiques de génération permet d'ajuster le profil spatial et la divergence des faisceaux XUV qui dépendent de l'ordre. Le filtrage spatial est un moyen élégant de sélectionner quelques harmoniques sans filtre métallique, ni optiques XUV.

MOTS-CLEFS : *Optique non-linéaire ultrarapide ; Sources XUV ; Impulsions attosecondes*

1. INTRODUCTION

Les harmoniques d'ordre élevé permettent de générer des impulsions XUV attosecondes avec un flux de photons important [1]. Pour les applications en physique attoseconde, une sélectivité spectrale efficace sans élément dispersif est un élément clé pour la production de ces impulsions intenses. Dans ce contexte, nous avons démontré expérimentalement que les propriétés spatiales des harmoniques dépendent de la position longitudinale du jet de gaz par rapport au foyer du laser générateur, ainsi que de l'ordre harmonique. Cette propriété est directement liée à la focalisation cohérente des faisceaux XUV lors de l'interaction d'un laser TW de très grande qualité spatiale avec un jet de gaz [2]. Il est alors possible de sélectionner un groupe d'harmoniques simplement en plaçant un trou de filtrage près des foyers XUV et de varier la plage spectrale transmise en modifiant la position du jet de gaz.

2. THÉORIE SIMPLIFIÉE DE LA FOCALISATION COHÉRENTE

La divergence des faisceaux harmoniques repose sur la dépendance spatiale de la phase du dipôle harmonique d'ordre q . Celle-ci peut s'exprimer sous la forme de deux contributions : le terme lié à la phase spatiale du faisceau laser IR générateur, $q \varphi_{ir}$, et la phase « atomique » lié au processus de génération qui s'exprime par le terme $-\alpha_q(I_{ir}) \times I_{ir}$ [3]. Pour un faisceau IR Gaussien, les harmoniques étant produites proches de l'axe, la phase atomique est quadratique associée à un

rayon de courbure R_{atom} qui dépend de l'ordre harmonique et de l'intensité du laser IR [4]. R_{atom} garde un signe positif quel que soit la position par rapport au foyer IR contrairement au rayon de courbure R_{ir} lié à la phase $q \phi_{\text{ir}}$. On démontre alors simplement que lorsque le jet est placé après le faisceau IR, les harmoniques sont divergentes (rayon de courbure total positif). Par contre, lorsqu'il est placé avant le foyer, il est possible d'obtenir des faisceaux convergents (rayon de courbure total négatif) dont le waist peut être déplacé loin après le foyer IR, ce qui a été vérifié expérimentalement [2].

3. MISE EN ÉVIDENCE EXPÉRIMENTALE DE LA SÉLECTION SPECTRALE

Les harmoniques d'ordre élevé sont produites lors de l'interaction d'un faisceau laser Ti:Sa intense, filtré spatialement, avec un jet de néon fin (500 μm). L'énergie des impulsions utilisée peut atteindre 20 mJ pour une durée de 35 fs. Un miroir déformable (Hipao, ISP System) permet de contrôler finement le front d'onde IR afin d'obtenir un faisceau quasi-gaussien sur $\pm 7,5$ cm (3 z_R) autour du plan focal. Un trou de diamètre 140 μm peut être placé sur le trajet du faisceau XUV, à 37 cm du foyer IR. Le profil spatial de chaque harmonique est enregistré à l'aide d'un spectromètre XUV composé d'une fente de largeur 500 μm , d'un réseau sphérique et d'un détecteur XUV 2D. L'information sur le profil spatial est retrouvée en analysant la forme de chaque faisceau harmonique dans la direction verticale. Sur la figure 1 sont représentés les spectres enregistrés dans le néon (H29 à H45) sans et avec le trou de filtrage pour plusieurs positions du jet de gaz. Nous avons obtenu des filtres « passe-haut » (a) ou « passe-bas » (c) avec des transmissions supérieures à 60 % et un bon contraste. Pour la position intermédiaire (b), la transmission est comprise entre 60 et 80 % pour toute la largeur spectrale observée.

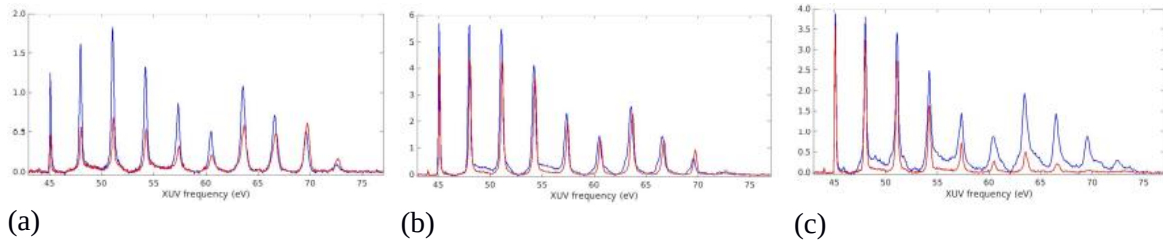


Fig.1: Spectres mesurés sans (en bleu) et avec (en rouge) le trou pour différentes positions du jet de gaz par rapport au foyer IR ($z < 0$ pour le jet avant le foyer IR) : $z = -42$ mm (a), $z = -20$ mm (b) et $z = 0$ (c).

4. CONCLUSION

Nous avons démontré la possibilité de sélectionner un groupe d'harmoniques à l'aide d'un filtre spatial simplement en changeant la position du jet de gaz par rapport au foyer IR. Les transmissions obtenues sont très importantes. Il est alors envisageable d'utiliser cette technique pour s'affranchir de filtres métalliques ou d'optiques XUV sélectives, telles que les miroirs multicouches. Un spectre large d'harmoniques a aussi été obtenu compatible avec des impulsions attosecondes intenses pour les applications.

RÉFÉRENCES

- [1] C.M. Heyl, H. Coudert-Alteirac, M. Miranda, M. Louisy, K. Kovacs, V. Tosa, E. Balogh, K. Varju, A. L'Huillier, A. Couairon, and C.I. Arnold, *Optica* 3, 75 (2016)
- [2] L. Quintard, V. Strelkov, J. Vabek, O. Hort, A. Dubrouil, D. Descamps, F. Burgy, C. Péjot, E. Mével, F. Catoire, and E. Constant, *Nat. Phot.*, soumis
- [3] M. Lewenstein, P. Salières, and A. L'Huillier, *Phys. Rev. A* 52, 4747 (1995)
- [4] E. Frumker, G.G. Paulus, H. Niikura, A. Naumov, D.M. Villeneuve, and P.B. Corkum, *Opt. Express* 20, 13870 (2012)

HIGH-PRECISION MID-IR MOLECULAR SPECTROSCOPY WITH TRACEABILITY TO PRIMARY FREQUENCY STANDARDS USING SUB-HZ FREQUENCY COMB-STABILIZED QCLS

Dang Bao An Tran¹, Rosa Santagata¹, Bérengère Argence¹, Olivier Lopez¹, Sean K. Tokunaga¹, Andrei Goncharov^{1,2}, Michel Abgrall³, Yann Le Coq³, Rodolphe Le Targat³, Won-Kyu Lee³, Dan Xu³, Paul-Eric Pottie³, Anne Amy-Klein¹, Benoît Darquié¹

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

² Institute of Laser Physics of SB RAS, Pr. Lavrentyeva 13/3, Novosibirsk 630090, Russia

³ LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, 75014 Paris, France

benoit.darquie@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

We present our work towards measuring absolute frequencies of various polyatomic species - in particular methanol - around 10 μm , at an unprecedented level of accuracy, using a both ultra-stable and widely tuneable near-infrared frequency comb.

MOTS-CLEFS : *precision spectroscopic measurements in the mid-infrared; frequency metrology; quantum cascade lasers; optical frequency combs*

1. INTRODUCTION

High-precision measurements with molecules may refine our knowledge of various fields of physics, from atmospheric and interstellar physics to the standard model or physics beyond it. Many of them can be cast as absorption frequency measurements, particularly in the mid-infrared molecular fingerprint region, creating the need for narrow-linewidth lasers of well-controlled frequency. We present a new technology for precision vibrational spectroscopy using quantum cascade lasers (QCLs) [1].

2. FREQUENCY STABILISED QCLS

Via an optical frequency comb, a QCL is stabilized at the sub-Hz level on an ultra-stable near infrared reference signal provided by the French metrology institute (SYRTE) to our laboratory and transferred through a 43-km long fiber cable [2]. The stability of the reference is transferred to the QCL, which therefore exhibits a relative frequency stability lower than 2×10^{-15} between 1 and 100 s. Moreover its absolute frequency is known with an uncertainty below 10^{-14} thanks to the traceability to the primary standards of SYRTE [3]. The setup allows the QCL to be widely while maintaining the highest stabilities and accuracies. This is achieved by scanning the near-infrared reference laser over ~ 10 GHz using an electro-optic modulator which in turn allows the QCL to be tuned over ~ 1 GHz.

3. SPECTROSCOPIC INVESTIGATIONS IN THE MID-INFRARED SPECTRAL REGION

We report saturated absorption spectroscopy investigations conducted around 10 μm on osmium tetroxyde in a Fabry-Perot cavity and methanol in a multipass cell at low pressures ranging from 0.01 to 10 Pa, allowing central frequencies, pressure shifts and broadenings to be determined with record uncertainties. Our methanol frequency measurements in particular show an improvement on the literature by one to two orders of magnitude [4]. A detailed uncertainty budget of those measurements will be presented.

CONCLUSION

By combining wide tuneability, high sensitivity and resolution, this setup constitutes a key technology for precise spectroscopic measurements with molecules. This apparatus is, in particular, crucial for our on-going measurement of the tiny energy difference between enantiomers of a chiral molecule induced by electroweak interactions, a signature of parity (left-right symmetry) violation [5].

RÉFÉRENCES

- [1] B. Argence, B. Chanteau, O. Lopez, D. Nicolodi, M. Abgrall, C. Chardonnet, C. Daussy, B. Darquié, Y. Le Coq, and A. Amy-Klein, “Quantum cascade laser frequency stabilization at the sub-Hz level,” *Nature Photon.*, vol. 9, p. 456, 2015.
- [2] W.-K. Lee, Fabio Stefani, Anthony Bercy, Olivier Lopez, Anne Amy-Klein, and Paul-Eric Pottie, “Hybrid fiber links for accurate optical frequency comparisons,” *Appl. Phys. B*, vol. 123, p. 161, 2017.
- [3] J. Guena, M. Abgrall, D. Rovera, P. Laurent, B. Chupin, M. Lours, G. Santarelli, P. Rosenbusch, M. E. Tobar, R. Li, K. Gibble, A. Clairon, and S. Bize, “Progress in atomic fountains at LNE-SYRTE,” *IEEE. Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Control.*, vol. 59, p. 391, 2012.
- [4] L.-H. Xu, R. M. Lees, P. Wang, L. R. Brown, I. Kleiner, and J. W. C. Johns, “New assignments, line intensities, and HITRAN database for CH₃OH at 10 μ m”, *J. Mol. Spectros.*, vol. 228, p. 453, 2004.
- [5] S. K. Tokunaga, C. Stoeffler, F. Auguste, A. Shelkownikov, C. Daussy, A. Amy-Klein, C. Chardonnet, and B. Darquié, “Probing weak force induced parity violation by high resolution mid-infrared molecular spectroscopy,” *Mol. Phys.*, vol. 111, p. 2363, 2013.

HOLOGRAPHIE QUANTIQUE AVEC DES PAIRES DE PHOTONS INTRINQUES DE GRANDE DIMENSIONNALITE SPATIALE

Fabrice Devaux, Alexis Mosset, Florent Bassignot, Eric Lantz

Institut FEMTO-ST, Département d'Optique P. M. Duffieux UMR 6174 CNRS, Université Bourgogne Franche-Comté, 15b Avenue des Montboucons, 25030 Besançon – France

fabrice.devaux@univ-fcomte.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons les résultats expérimentaux de la restitution d'un hologramme de phase par la mesure de corrélations quantiques spatiales entre des paires de photons intriqués (biphotons) avec une dimensionnalité spatiale d'environ 1800. Ces biphotons, générés par émission paramétrique spontanée dans un cristal non linéaire, sont transmis à travers un hologramme de phase. Les photons jumeaux sont ensuite détectés en champ lointain séparément sur 2 caméras EMCCD. La restitution de l'information contenue dans l'hologramme de phase est finalement obtenue en mesurant la répartition des coïncidences spatiales d'origine quantique entre les images jumelles.

MOTS-CLEFS : *photons intriqués ; corrélations quantiques spatiales ; holographie ; EMCCD*

1. INTRODUCTION

Les sources de photons spatialement intriqués, ou biphotons, de grande dimensionnalité font l'objet de multiples études et d'applications en information quantique basées sur la mesure des coïncidences spatiales entre photons jumeaux [1]. Parmi ces nombreux travaux, la mesure de coïncidences spatiales en champ proche (position) et en champ lointain (impulsion) [2] a permis notamment de mettre en évidence le paradoxe de type EPR (Einstein-Podolsky-Rosen) tel qu'il fut énoncé originalement. En exploitant le protocole expérimental que nous avons développé pour réaliser ces expériences et en nous inspirant des travaux de W.H. Peeters et al. [3] et de B. E. A. Saleh et al. [4], nous présentons nos résultats d'holographie quantique à 2 photons.

2. PROTOCOLE EXPERIMENTAL ET RESULTATS

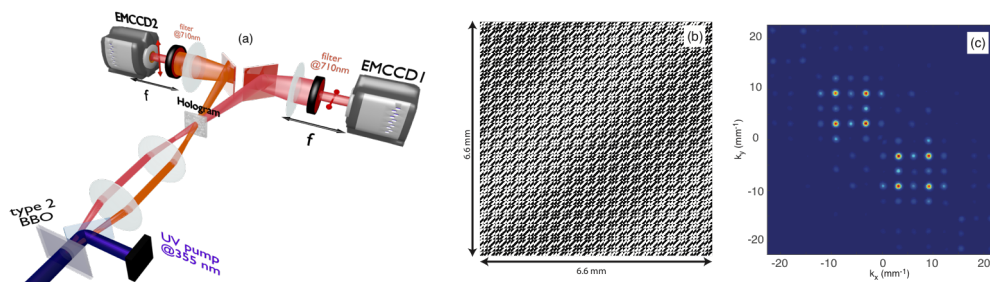


Fig. 1 : (a) Montage expérimental. (b) Hologramme de phase binaire. (c) Simulation de l'hologramme restitué en champ lointain et en éclairage cohérent.

La figure 1a illustre le montage expérimental original développé pour ces expériences. Les paires de photons jumeaux à 710 nm et de polarisations croisées, sont générées par émission paramétrique spontanée (SPDC) dans un cristal non linéaire taillé pour un accord de phase de type 2 [2]. Une dimensionnalité spatiale des biphotons (i.e. nombre de Schmidt) de 1790 a été déduite au préalable de la mesure des dimensions du pic de corrélation entre 100 paires d'images jumelles

acquises en l'absence de l'hologramme [2] (Fig. 2a). Le champ proche du cristal est ensuite imagé au moyen d'un système afocal sur un hologramme de phase binaire gravé sur une lame de verre (Fig. 1b). Les photons signal et idler transmis par l'hologramme sont ensuite naturellement séparés par propagation dans l'espace libre grâce au walk-off. Ils sont ensuite détectés et résolus spatialement en

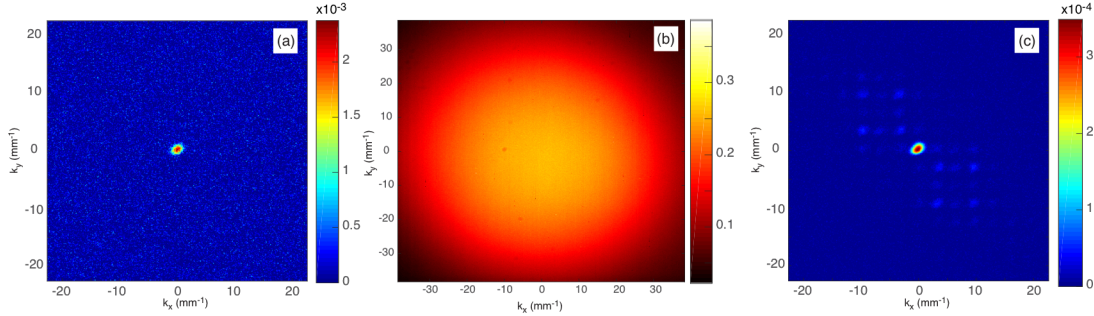


Figure 2 : (a) Pic d'intercorrélacion en champ lointain en l'absence d'hologramme. (b) Moyenne des images en champ lointain des photons signal. (c) Moyenne des figures d'intercorrélacion en champ lointain entre les images jumelles signal-idler avec l'hologramme.

champ lointain au moyen de 2 caméras EMCCD utilisées en régime de comptage de photon [2]. La Fig. 1c présente la simulation numérique de la restitution de l'hologramme de phase en éclairage cohérent. Les dimensions et la résolution de l'hologramme de phase binaire ont été ajustés aux dimensions et à la résolution du capteur des caméras EMCCD. D'autre part, la profondeur de gravure du verre a été optimisée pour que le rendement de diffraction soit optimal à 710 nm pour les ordres de diffraction +1 et -1. La Fig. 2b correspond à la moyenne d'un grand nombre d'images acquises avec une seule des 2 caméras. Elle illustre la répartition moyenne des photons signal ou idler en champ lointain. Une image similaire est obtenue sur l'autre caméra. On reconnaît le profil spatial typique de la SPDC en champ lointain imposé par la condition d'accord de phase de l'interaction paramétrique et on notera également le faible niveau moyen de photon par pixel lié au régime de comptage de photons de notre protocole expérimental [2]. Nous pouvons également constater sur cette image que la détection uniquement des photons signal ou idler ne permet pas la restitution de l'hologramme. A contrario, la mesure des coïncidences spatiales d'origine quantique entre les photons signal et idler dans 80000 paires d'images jumelles, permet la restitution de l'hologramme (Fig. 2c). La répartition spatiale des coïncidences est conforme à la restitution simulée de l'hologramme (Fig. 1c). Toutefois on notera la présence d'un pic intense à l'ordre 0 de diffraction qui est dû à des défauts inhérents au système d'imagerie (aberrations, défauts de mise au point,...).

CONCLUSION

Nous présentons des résultats expérimentaux d'holographie quantique où la restitution d'un hologramme de phase est obtenue en mesurant les corrélations spatiales quantiques en champ lointain entre des paires de photons intriqués de très grande dimensionnalité spatiale transmises par cet hologramme. Ces travaux constituent une étape essentielle dans la perspective de nos projets d'imagerie quantique cohérente dans les milieux diffusants.

Ce travail a été en partie soutenu par le programme français « Investissements d'Avenir » projet ISITE-BFC (contrat ANR-15-IDEX-03) et le réseau RENATECH et son installation technologique FEMTO-ST MIMENTO.

RÉFÉRENCES

- [1] D.S. Simon, G. Jaeger, A. Sergienko. *Quantum metrology, imaging, and communication*. Springer, 2017.
- [2] P.A. Moreau et al., *Einstein-Podolsky Rosen Paradox in twin images*, PRL **113**, 160401 (2014)
- [3] W.H. Peeters et al., *Observation of two-photon speckle patterns*, PRL **104**, 173601 (2010)
- [4] B. E. A. Saleh et al., *Duality between partial coherence and partial entanglement*, PRA **62**, 043816 (2000)

INTERACTION D'UN ATOME DE RYDBERG AVEC UNE NANOFIBRE OPTIQUE

Erwan Stourm¹, Maxence Lepers², Jacques Robert¹, Etienne Brion¹

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

² Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, CNRS, Université de Bourgogne Franche-Comté, 21078 Dijon
France

erwan.stourm@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions théoriquement l'émission spontanée d'un atome de RYDBERG à proximité d'une nanofibre optique de silice. Les résultats numériques obtenus montrent que les photons émis sont susceptibles d'être guidés le long de la fibre et suggèrent qu'une telle nanofibre optique peut être utilisée pour mettre en réseau des registres quantiques atomiques.

MOTS-CLEFS : *atome de Rydberg ; nanofibre optique ; électrodynamique quantique des milieux ;*

1. INTRODUCTION

Les nanofibres optiques sont de plus en plus couramment utilisées pour sonder, piéger, voire transporter des atomes [1]. Elles sont également à même d'établir une communication entre des atomes situés dans leur voisinage proche, par le biais de leurs modes guidés [2]. Elles peuvent donc, en principe, être utilisées pour mettre en réseau des registres quantiques atomiques.

Notre objectif d'étudier théoriquement la faisabilité d'un scénario de réseau quantique dont les nœuds sont des ensembles atomiques reliés par une nanofibre optique constituant le canal de communication. Dans notre approche, le codage et la manipulation d'information au sein des registres d'ensemble se fonde sur la forte interaction entre atomes très excités dits « atomes de RYDBERG » et le blocage d'excitation qu'elle entraîne [3].

2. EMISSION SPONTANEE D'UN ATOME DE SODIUM A PROXIMITE D'UNE NANOFIBRE OPTIQUE

La présence d'une nanofibre optique modifie la structure de modes du champ électromagnétique, tant par sa nature (conducteur/diélectrique, magnétique ou non) que sa géométrie. L'étude précise de l'influence de la nanofibre sur la spectroscopie des atomes de RYDBERG (niveaux d'énergie, taux d'émission spontanée) est une étape importante et nécessaire de notre étude. Le comportement d'un ensemble atomique à proximité de la fibre est également inconnu : on peut notamment se demander si le phénomène de blocage RYDBERG dipolaire persiste.

Nous présentons, dans ce poster, les premiers résultats de notre étude. Nous considérons un atome de sodium initialement préparé dans l'état $10s$ et étudions son émission spontanée dans les modes guidés et radiatifs de la fibre. Notre calcul numérique se fonde sur le formalisme présenté dans [4] bien adapté au cas d'une nanofibre diélectrique (de silice) transparente.

La dépendance des taux d'émission spontanée en fonction de la distance de l'atome à la fibre est représentée sur la Fig. 1. Les résultats suggèrent qu'une proportion non négligeable de la lumière émise peut être guidée le long de la fibre.

3. CONCLUSION ET PERSPECTIVES

La prochaine étape consistera à calculer les déplacements énergétiques dus à la présence de la fibre avant de passer à l'étude des interactions entre atomes de RYDBERG en présence de la nanofibre optique.

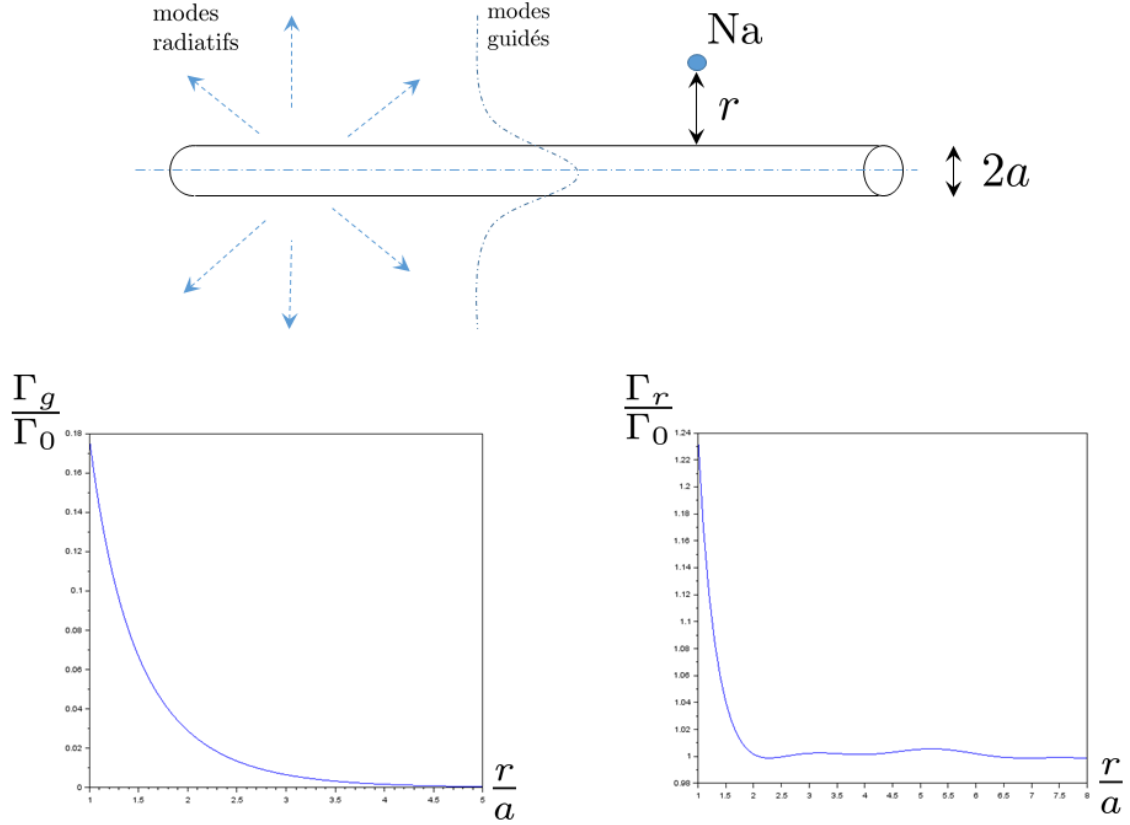


Fig. 1 : Emission spontanée d'un atome de sodium préparé dans l'état $10s$ à proximité d'une nanofibre optique de silice de rayon $a = 100$ nm. Les taux d'émission dans les modes guidés (Γ_g) et radiatifs (Γ_r) sont représentés en fonction de la distance de l'atome à la fibre (r). Γ_0 est le taux d'émission dans le vide.

REFERENCES

- [1] T. Nieddu, V. Gokhroo and S. Nic Chormaic, "Optical nanofibres and neutral atoms", J. Opt. 18, 053001, 2016.
- [2] Fam Le Kien, S. Dutta Gupta, K. P. Nayak, and K. Hakuta, "Nanofiber-mediated radiative transfer between two distant atoms", Phys. Rev. A 72, 063815, 2005.
- [3] E. Brion, K. Mølmer, M. Saffman, "Quantum computing with collective ensembles of multilevel systems", Phys. Rev. Lett. 99, 260501, 2007.
- [4] Fam Le Kien, S. Dutta Gupta, V. I. Balykin, and K. Hakuta, "Spontaneous emission of a cesium atom near a nanofiber: Efficient coupling of light to guided modes", Phys. Rev. A 72, 032509, 2005.

MANIPULATION OPTIQUE DE VORTEX D'ABRIKOSOV DANS LES SUPRACONDUCTEURS

A. Rochet^{1,2}, W. Magrini¹, A. Bouzdine², P. Tamarat¹, B. Lounis¹

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

² LOMA, Univ. Bordeaux - CNRS, 33400 Talence, France

antonine.rochet@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous avons mis en place une méthode optique permettant de générer in situ une paire de vortex/anti-vortex d'Abrikosov dans un film supraconducteur. Cette technique, en champ lointain, assure la rapidité du procédé et préserve la qualité de l'échantillon. Une unique impulsion laser sépare un vortex d'un anti-vortex de quelques microns de manière reproductible.

MOTS-CLEFS : *vortex d'Abrikosov, génération optique de vortex, Jonction Josephson*

1. INTRODUCTION

L'état supraconducteur est décrit par une fonction d'onde macroscopique communément appelée paramètre d'ordre $\Psi = \psi e^{i\phi}$ avec ϕ la phase supraconductrice. Les supraconducteurs de type II possèdent une phase mixte correspondant à la pénétration partielle du champ magnétique extérieur sous la forme de vortex d'Abrikosov. Défauts topologiques du condensat supraconducteur, les vortex sont constitués d'un coeur normal porteur d'un quantum de flux magnétique $\phi_0 = h/2e$ et entouré de boucles de supercourants. Ils jouent un rôle important en physique des supraconducteurs et dans le domaines des applications. La manipulation optique de vortex uniques, basée sur le chauffage induit par laser, a déjà été montrée [1]. L'optique apporte la possibilité d'une manipulation non-invasive, rapide et précise. S'appuyant sur cette même méthode, nous réalisons à présent la génération optique in situ de paires de vortex/anti-vortex par effet Kibble Zurek.

2. EXPÉRIENCE

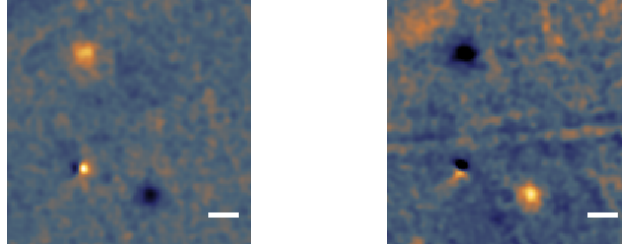


FIGURE 1 : Paires de vortex/anti-vortex dans le niobium créées à partir d'une unique impulsion laser sous des champs magnétiques opposés de ± 36 mG à 4 K pour une fluence laser de 42 mJ/cm^2 .

Lors de transitions de phase rapides accompagnées d'une brisure de symétrie telles que la transition normal/supraconducteur, un régime instable prend place lorsque la température passe de part et d'autre de la température critique T_c : la phase ϕ du paramètre d'ordre admet des fluctuations donnant lieu à l'apparition de défauts topologiques i.e. des paires de vortex/anti-vortex. Ce mécanisme, d'abord décrit par Kibble dans le cadre de la cosmologie, fut généralisé par Zurek en physique de la matière condensée [2]. Si la génération de paires est effective, leur observation requiert d'opposer une force à celle qui les amène à s'annihiler. Sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, le supraconducteur génère des

supercourants d'écrantage exerçant sur le vortex et l'anti-vortex une force de Lorentz de signe opposée via leur flux magnétique. Si la paire est ensuite piégée sur les défauts du matériaux alors elle est observable.

L'échantillon est un film de niobium d'épaisseur de 100 nm. Refroidi à champ nul, l'échantillon est dépourvu de vortex à l'état initial. Un champ magnétique de quelques gauss est ensuite appliqué. Une unique impulsion laser de 1,3 ps focalisée à la surface de l'échantillon détruit localement la supraconductivité par effet thermique. La température s'élève alors au delà de T_c puis une relaxation thermique rapide s'ammorce à l'échelle de la nanoseconde. Lors du recouvrement de l'état supraconducteur, une paire de vortex/anti-vortex est piégée dans le niobium puis observée par imagerie magnéto-optique (figure 1).

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

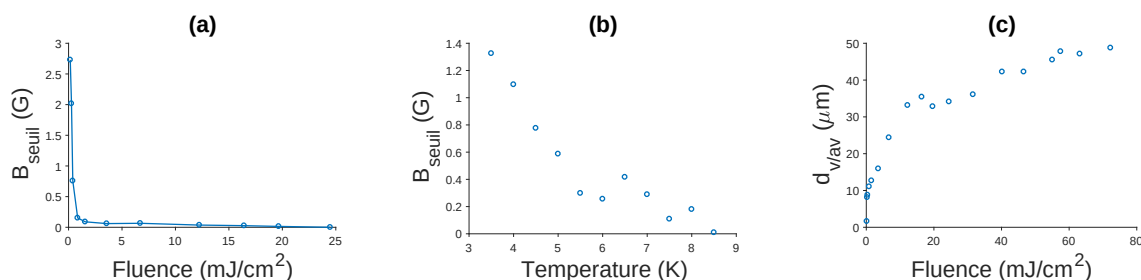


FIGURE 2 : Étude de la génération de paires de vortex/anti-vortex dans le niobium. (a) : champ magnétique seuil en fonction de la fluence de l'impulsion laser. (b) : champ magnétique seuil en fonction de la température pour une fluence de 1,1 mJ/cm². (c) : distance entre le vortex et l'anti-vortex en fonction de la fluence.

Le champ magnétique nécessaire à la séparation d'une paire (B_{seuil}) dépend de la fluence de l'impulsion laser (figure 2(a)). Pour de faibles fluences, le champ seuil est important car la recombinaison des paires est favorisée par leur proximité. L'évolution de la distance entre le vortex et l'anti-vortex relative à la fluence est montrée figure 2(b). Sous champ magnétique, le positionnement spatial de la paire est reproductible : le vortex (/ l'anti vortex) est attiré au centre de la zone chauffée et l'anti-vortex (/ le vortex) est piégé au bord de cette zone. Pour un champ magnétique de signe opposé, la position du vortex et de l'anti-vortex est intervertie (figure 1). Le champ nécessaire à la séparation dépend également de la température. Pour une fluence donnée, il diminue pour s'annuler proche de $T_c = 8,6$ K.

CONCLUSION

Une alternative prometteuse à l'électronique semi-conductrice est le développement de systèmes supraconducteurs tels que les jonctions Josephson. Elles possèdent une fréquence d'opération élevée et leur contrôle requiert peu d'énergie. Un vortex d'Abrikosov piloté proche d'une jonction vient modifier ses propriétés de transport [3]. La jonction, constituée de deux supraconducteurs séparés par un conducteur normal, peut-être créée par le biais d'un chauffage laser local sur une bande de quelques centaines de nanomètres de large. Ajouté à cela, la génération in situ d'un vortex d'Abrikosov et sa manipulation optique rendent envisageable le pilotage tout optique d'une jonction Josephson.

RÉFÉRENCES

- [1] I. S. Veshchunov, W. Magrini, S. V. Mironov, A.G. Godin, J.-B. Trebbia, A. I. Bouzdine, P. Tamarat, B. Lounis, *Optical manipulation of single flux quanta*, Nat. Comm. Vol. 7 12801 (2016)
- [2] Zurek, H. Wojciech, *Cosmology : The shards of broken symmetry*, Nature Vol. 382 N. 6589 (1996)
- [3] S. Mironov, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, Ph. Tamarat, B. Lounis, A. Bouzdine *Anomalous Josephson effect controlled by an Abrikosov vortex*, Phys. Rev. B Vol. N. 21 (2017)

MESURE DE PRECISION DE LA LONGUEUR D'ONDE "TUNE-OUT" DE LITHIUM PAR INTERFEROMETRIE ATOMIQUE

Boris Décamps, Alexandre Gauguet, Jaques Vigué et Matthias Büchner

*Lab. Collisions Agrégats Réactivité UMR CNRS 5589, IRSAMC, Université Toulouse III,
31062 Toulouse, France*

matthias.buchner@irsamc.ups-tlse.fr

RÉSUMÉ

Nous avons mesuré l'effet Stark dynamique avec notre interféromètre à bras séparés. Un faisceau laser intercepte un bras de l'interféromètre et un déphasage de l'onde atomique apparaît. Nous avons mesuré avec précision la longueur d'onde pour laquelle ce déphasage s'annule ("tune-out") . L'expérience est en très bon accord avec la théorie.

MOTS-CLEFS : *optique atomique, interférométrie atomique, spectroscopie*

1. INTRODUCTION

La connaissance de la réponse spectrale d'un atome à un champ lumineux est essentielle pour l'optique atomique et la manipulation cohérente des atomes. Cette réponse spectrale est également très intéressante, car elle fournit des informations afin de tester des modèles théoriques. Lorsqu'un atome est éclairé par de la lumière, un dipôle oscillant est induit par le champ électrique associé à la lumière et ce dipôle interagit avec le champ électrique, il s'agit de l'effet Stark dynamique.

La longueur d'onde dite magique, également référencé comme longueur d'onde « tune-out » est particulièrement intéressante. On peut citer trois raisons principales à cela:

1. La valeur de ses longueurs d'onde est très bien décrite par des modèles théoriques qui sont basés sur des régimes perturbatifs. Ces modèles sont très précis.
2. Ces longueurs d'onde dépendent de l'espèce atomique et de l'état quantique. L'utilisation de ces longueurs d'onde est d'un intérêt pour des ensembles de bi-espèce atomique car un laser à cette longueur d'onde s'adresse uniquement à une espèce d'atome. Il n'induit pas d'interaction pour l'autre espèce.
3. Expérimentalement, ces longueurs d'onde dépendent d'une moindre mesure sur des modélisations. Leurs incertitudes sont à priori plus petites que celles d'une mesure absolue de la polarisabilité dynamique.

Nous avons utilisé notre interféromètre à lithium pour effectuer des mesures de la longueur d'onde « tune-out » entre les transitions optiques de $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$, et $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$, situées vers 671 nm.

2. ARRANGEMENT EXPERIMENTAL ET RESULTATS

Notre interféromètre atomique [1] utilise un jet atomique supersonique de Lithium 7 et la diffraction sur des ondes stationnaires laser à 671 nm. Trois ondes stationnaires se suivent permettant une séparation spatiale maximale des deux bras de l'interféromètre d'environ 100 μm . En amont de la zone de l'interféromètre, les atomes de ^7Li sont pompés optiquement dans l'état hyperfin magnétique $^2S_{1/2}$, $F=2$, $m_F = \pm 2$.

Nous utilisons la diffraction atomique dans le régime de Bragg, l'atome reste dans le même état quantique interne. Un faisceau laser, appelé laser « Stark », intercepte un des deux bras de l'interféromètre et un déphasage est créé dû à l'effet Stark dynamique. Nous avons mesuré ce déphasage pour différentes fréquences et différentes puissances de ce laser. La figure montre un exemple de nos résultats.

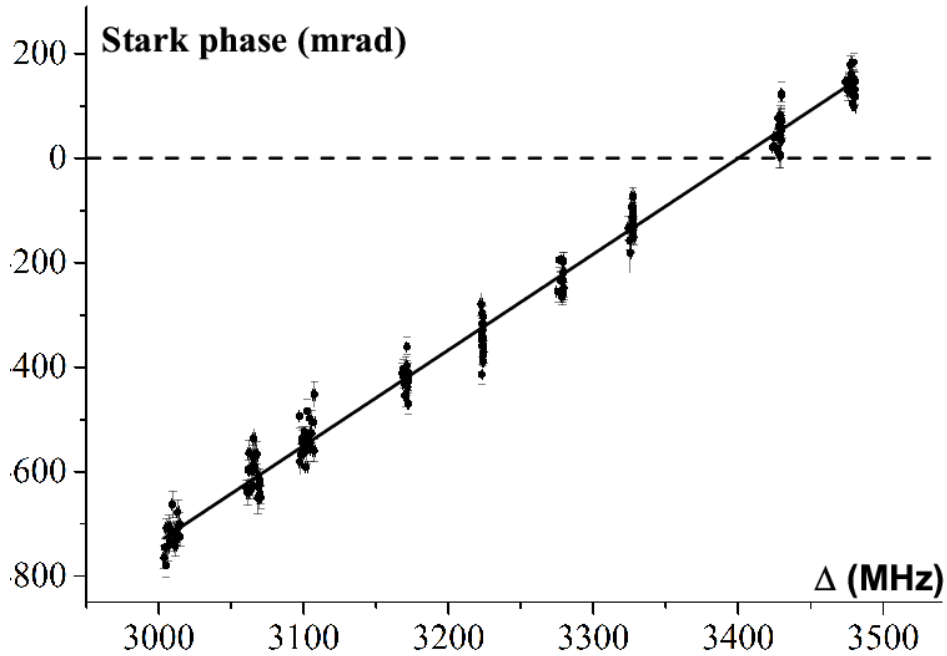


Figure : Résultats expérimentaux et l'ajustement linéaire. Les points représentent les données expérimentales en fonction du désaccord Δ du laser « Stark ».

Cette figure montre le déphasage « Stark » en fonction du désaccord de la fréquence du laser « Stark » de la transition $^2S_{1/2}, F=2 \rightarrow ^2P_{1/2}, F=1$. On observe une annulation du déphasage à $\Delta = (3400 \pm 1)$ MHz. Nous avons effectué plusieurs campagnes de mesure et nous avons estimé les incertitudes statistiques et systématiques. Finalement nous avons obtenu une longueur d'onde (fréquence) « tune-out » de :

$$\begin{aligned}\lambda_{\text{TO}} &= 670.972114(11)[3] \text{ nm} \\ \nu_{\text{TO}} &= 446803156(8)[2] \text{ MHz}\end{aligned}$$

RÉFÉRENCES

- [1] A. Miffre, M. Jacquey, M. Büchner, G. Trénec et J. Vigué, Eur. Phys. J. D **33**, 99 (2005)

OBSERVATION OF COHERENT POPULATION TRAPPING INVOLVING THREE (OPTICAL) PHOTONS

Mathieu Collombon, Cyril Chatou, Marylise Marchenay, Didier Guyomarc'h, Gaëtan Hagel, Marie Houssin, Jofre Pedregosa, Martina Knoop, et Caroline Champenois

¹ Aix Marseille Université, CNRS, PIIM UMR 7345, 13013 Marseille, France

caroline.champenois@univ-amu.fr

RÉSUMÉ

Three-photon coherent population trapping identified in [1] for calcium-like ions is observed in a cloud of several hundred of laser-cooled calcium ions in an RF-linear quadrupole trap [2]. This coherent process takes the ions to a dark state built on the linear superposition of the ground state and the two fine structure components of the metastable D-state which can serve as optical or THz qbits. The advantage of a coherent process with three photons rather than with two lies in the possibility of exact cancellation of the first order Doppler shift, even for very different wavelengths : 397, 729 and 866 nm in our case. The dark line is referenced to the magnetic dipole transition between the two D-states and can serve as a THz frequency standard [3]. To take full advantage of this dark line, we use an optical frequency comb to simultaneously lock the 3 involved lasers and constrain their relative phase fluctuations.

MOTS-CLEFS : *coherent processes ; THz reference ; optical frequency comb ; trapped ions*

1. INTRODUCTION

Atomic coherence has been demonstrated to be an efficient resource for achieving control of the interaction between electromagnetic fields and an atomic sample. A paradigmatic system exhibiting atomic coherence effects is the so-called Λ configuration of atomic levels, where two (meta)stable states are coupled by two laser fields to the same excited state. When the two-photon resonance condition is fulfilled, the atomic system exhibits coherent population trapping (CPT) in a coherent superposition of the two stable states, which decouples from the two laser fields [4]. The signature of this CPT is a dark line in the fluorescence spectra of the atoms which is, for example, at the basis of micro-wave CPT-clock where the frequency difference between the two coupling lasers is referenced to the hyperfine splitting of the cesium atom ground state, defining the second [5].

When the two (meta)stable states are not split by a hyperfine but by a fine structure interaction, their energy splitting leaves the GHz domain to enter the THz domain with a proportional increase of the effective wave-vector which brings along an increased sensitivity to Doppler effect. Using a THz-referenced dark line produced by a CPT process for high precision measurement [3] is still possible if this trapping involves three instead of two photons. Indeed, with three photons, there is always a phase-matching condition which cancels the first order Doppler effect on the CPT resonance condition [6]. This cancellation in the three-photon coherent processes can be used in neutral alkaline-earth-metal atoms to produce a degenerate gas [7]. In our experiment, we focus on the observation, for the first time to our knowledge, of a three (optical) photon dark line induced by CPT, in a cloud of trapped Ca^+ ions.

2. CONDITIONS FOR OBSERVATIONS

The 3-photon CPT is observed in a cloud of laser-cooled Ca^+ ions, trapped in a linear radio-frequency trap. The resulting dark line is referenced to the 1.8 THz $D_{3/2} \rightarrow D_{5/2}$ magnetic dipole transition. Two of the three involved lasers are also used for Doppler laser cooling (397 nm and 866 nm, see Figure 1). The cooling efficiency is such that the ion cloud is kept in a Coulomb crystal phase, ($\text{typ.} \approx 100$ mK), while the 866nm laser is scanned. The third laser, at 729 nm, is a home-built Ti :Sa laser actively stabilised onto ULE cavity and exhibiting a relative frequency stability below 2×10^{-14} from 0.2

to 10 seconds. The coherence of the dark state relies on the coherence of the three laser fields involved in the trapping. To maintain a phase coherence between these very different wavelengths, we use an optical frequency comb (OFC) as a transfer oscillator. This OFC is phase-locked to the ultra-stable 729 nm laser, the two others laser involved are then phase-locked to the OFC.

Figure 1 shows evidence of partial CPT when the three photon resonance condition is fulfilled. The different lines correspond to Zeeman sub-levels. With absolute and precise measurement of locking beat-notes and comb's repetition frequency we are also able to use the OFC as an absolute frequency ruler and therefore check that the relative frequency matches the well-known $D_{3/2} \rightarrow D_{5/2}$ transition frequency [8], with a resolution of few kHz limited by the line-widths. So far, the cancellation of the first order Doppler effect is not complete as the three lasers co-propagate along the trap symmetry axis. This results in an effective wave-vector equal to the one of the THz transition $4S_{1/2}-3D_{5/2}$. Issues concerning this experimental observation will be discussed.

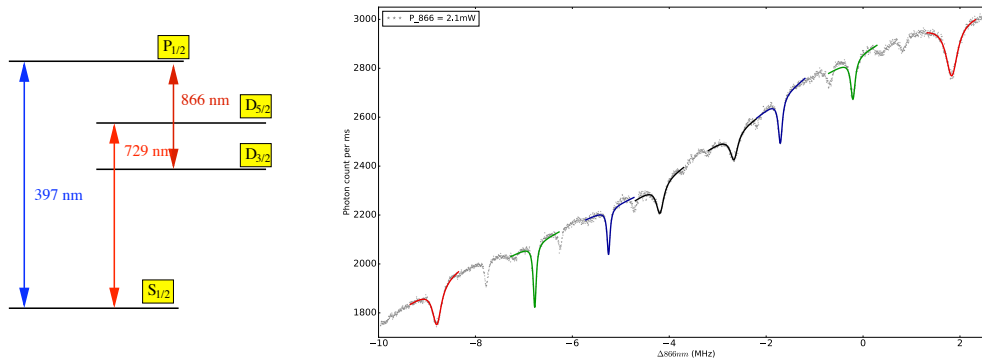


FIGURE 1 : Left : relevant laser coupling scheme for three photon coherent excitation. Right : laser induced fluorescence of a laser cooled ion cloud (approx 600 ions) for a 866 nm laser frequency scanned by frequency step of 5 kHz, the three involved lasers are locked on an optical frequency comb. Several transitions between Zeeman sub-levels are identified, and symmetric couples share the same color code. The splitting results in an estimated magnetic field $B=0.93 (\pm 0.02)$ Gauss

REFERENCES

- [1] C. Champenois, G. Morigi, and J. Eschner, "Quantum coherence and population trapping in three-photon processes," *Phys. Rev. A*, vol. 74, no. 5, p. 053404, 2006.
- [2] M. Collombon and *et al.*, in preparation.
- [3] C. Champenois, G. Hagel, M. Houssin, M. Knoop, C. Zumsteg, and F. Vedel, "Terahertz frequency standard based on three-photon coherent population trapping," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 99, no. 1, p. 013001, 2007.
- [4] E. Arimondo, "V coherent population trapping in laser spectroscopy," ser. Progress in Optics, E. Wolf, Ed. Elsevier, 1996, vol. 35, p. 257. [Online]. Available : <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079663808705316>
- [5] J. Vanier, "Atomic clocks based on coherent population trapping : a review," *Applied Physics B*, vol. 81, no. 4, pp. 421–442, Aug 2005.
- [6] G. Grynberg, F. Biraben, M. Bassini, and B. Cagnac, "Three-photon Doppler-free spectroscopy : Experimental evidence," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 37, p. 283, 1976.
- [7] D. S. Barker, N. C. Pisenti, B. J. Reschovsky, and G. K. Campbell, "Three-photon process for producing a degenerate gas of metastable alkaline-earth-metal atoms," *Phys. Rev. A*, vol. 93, p. 053417, May 2016.
- [8] R. Yamazaki, H. Sawamura, K. Toyoda, and S. Urabe, "Stimulated raman spectroscopy and the determination of the d -fine-structure level separation in $^{40}\text{Ca}^+$," *Phys. Rev. A*, vol. 77, p. 012508, Jan 2008.

QUAND LES FLUCTUATIONS D'ATOME ET DE SURFACE SE COUPLENT : INTERACTION CASIMIR-POLDER ENTRE ATOME ET SURFACE CHAUDE EMISSIVE DE POLARITONS RESONNANTS

J. C. de Aquino Carvalho¹, A. Laliotis¹, I. Maurin¹, M. Ducloy¹, D. Bloch¹,
D. de Sousa Meneses², P. Echegut²

¹ Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS et Université Paris13-USPC, 93430 Villetaneuse

² Conditions Extrêmes et Matériaux : Haute température et Irradiation (CEMHTI), CNRS, 45071 Orléans,

joao.carvalho@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

A partir d'effets résonnants dans le couplage entre atome et surface, nous montrons que l'atome est une sonde microscopique des modes de l'émission thermique en champ proche.

MOTS-CLEFS : Casimir-Polder ; polariton ; émission thermique ; champ proche;

L'interaction Casimir entre surfaces neutres, et sa version atome-surface, dite interaction Casimir-Polder (C-P), sont des exemples clés pour illustrer les effets fondamentaux des fluctuations du vide en électrodynamique. Un degré supplémentaire de complexité est obtenu si le vide n'est pas à température nulle. La contribution en champ proche de l'émission thermique [1] ne peut alors être négligée pour ces interactions de type Casimir. Il devient alors indispensable de connaître les modes de surface du matériau, de même que les niveaux d'énergie atomique, pour évaluer le couplage de l'interaction C-P [2]. La situation où le couplage entre atome et mode de surface est résonnant a déjà été analysée, et il a été alors montré la possibilité que l'interaction atome-surface devienne répulsive [3], de même qu'une désexcitation interne (quenching) à distance peut être induite par la surface [4].

Nous nous consacrons actuellement à une expérience de spectroscopie de réflexion sélective à l'interface entre une vapeur de Cs, et une surface chaude de saphir, où nous comparons la spectroscopie depuis l'état fondamental ($6S_{1/2}$) vers le doublet de structure fine $7P$ ($7P_{1/2}$ et $7P_{3/2}$). Des différences remarquables sont observées concernant la force d'interaction C-P entre ces deux composantes, respectivement à 459 nm et 455 nm. En effet, seul le couplage virtuel $7P_{1/2} \rightarrow 6D_{3/2}$ (à 823 cm^{-1}) est en résonance avec le mode de polariton de surface, assez fin, du saphir. Les couplages atomiques équivalents, depuis l'état $7P_{3/2}$, vers $6D_{3/2}$ et $6D_{5/2}$ sont plutôt situés vers 650 cm^{-1} , dans l'infrarouge thermique également. La connaissance détaillée des modes de surface a jusqu'ici été extrapolée [5] de façon extrêmement indirecte: dans son essence, l'évaluation requiert la connaissance de l'entière du spectre du solide, pour en déduire la permittivité complexe du matériau en volume $\epsilon(\omega)$, à partir d'une évaluation liée à la contrainte Kramers-Kronig, et les modes de surface sont alors déduits par les résonances dans le facteur de forme $[(\epsilon-1)/(\epsilon+1)]$.

Les résultats expérimentaux présentés à la fig. 1 indiquent l'évolution en fonction de la température T des valeurs du coefficient d'interaction $C_3(T)$ en régime de champ proche (régime van der Waals) où l'interaction van der Waals évolue en $C_3 z^{-3}$, où z est la distance de l'atome à la surface. Les valeurs mesurées pour ces coefficients C_3 résultent d'une comparaison très systématique entre spectres expérimentaux (sous différentes pressions de Cs) et spectres de synthèse, selon une méthode largement éprouvée [2,3]

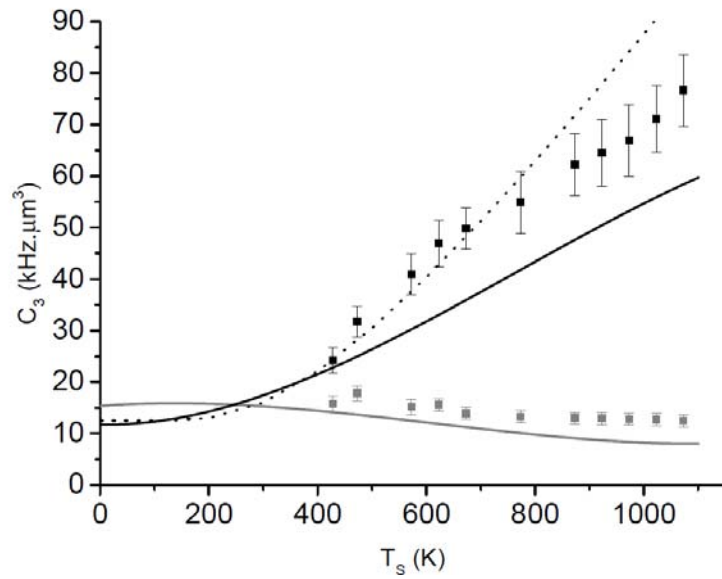


Fig.1: Evaluation du coefficient C_3 en fonction de la température pour Cs($7P_{1/2}$) (noir) et Cs($7P_{3/2}$) (gris) en fonction de la température. Les prédictions théoriques incluent (trait plein), ou négligent (pointillé) les variations avec la température du mode polariton.

Nous discutons comment nos mesures C-P, effectuées à diverses températures d'équilibre, fournissent une évaluation alternative pour l'estimation des fluctuations quantiques thermiques qui affectent la surface de saphir. Même si ces mesures sont restreintes à une fenêtre de fréquence très étroite, elles sont très directes, et offrent l'avantage que le diagnostic atomique ne perturbe que de façon très négligeable cette émission thermique de champ proche. La comparaison est effectuée avec les prédictions pour la réponse de surface de différentes modélisations à partir des mesures effectuées (cf . appareillage décrit en [6]), à différentes températures, avec un échantillon de saphir strictement "jumeau" de la fenêtre utilisée pour la cellule.

REFERENCES

- [1] J.-J. Greffet *et al.* "Coherent emission of light by thermal sources", *Nature*, **416**, 61 (2002).
- [2] A. Laliotis *et al.* "Casimir-Polder interactions in the presence of thermally excited surface modes", *Nat. Commun.*, **5**, 4364 (2014).
- [3] H. Failache *et al.*, "Resonant van der Waals repulsion between excited Cs atoms and sapphire surface" *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5467 (1999)
- [4] H. Failache *et al.*, "Resonant quenching of gas-phase Cs atoms induced by surface polaritons" *Phys. Rev. Lett.* **88**, 243603 (2002).
- [5] T. Passerat de Silans *et al.* , "Temperature dependence of the dielectric permittivity of CaF₂, BaF₂ and Al₂O₃: application to the prediction of a temperature-dependent van der Waals", *J. Phys. Cond. Matter* **21**, 255902 (2009)
- [6] J. F. Brun *et al.*, "Infrared optical properties of α -alumina with the approach to melting: γ -like tetrahedral structure and small polaron conduction", *J. Appl. Phys.* **114**, 223501 (2013).

REFLEXION SELECTIVE SUR UN GAZ MOLECULAIRE

Junior Lukusa Mudiayi¹, Isabelle Maurin¹, Benoit Darquié¹, Sean Tokunaga¹ Daniel Bloch¹, Athanasios Laliotis¹

¹ Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS et Université Paris13-USPC, 93430 Villetaneuse

junior.lukusamudiayi@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous avons réalisé une expérience de réflexion sélective pour la première fois sur un gaz moléculaire de NH_3 et aussi de SF_6 . Les spectres obtenus sont de résolution sub-Doppler limités par la largeur de notre laser. Nos expériences constituent une étape importante vers la miniaturisation de la spectroscopie moléculaire de haute résolution.

MOTS-CLEFS : *Réflexion sélective, Gaz moléculaire, spectroscopie haute résolution*

1. INTRODUCTION

La réflexion sélective consiste à mesurer la réflectivité de l'interface entre un milieu diélectrique et une vapeur atomique ou moléculaire. Le signal est sensible à la variation résonante de l'indice optique du gaz. Grâce aux collisions des atomes ou des molécules avec la paroi, la réflexion sélective enregistrée en modulation de fréquence est naturellement sous-Doppler (haute résolution), linéaire en puissance optique, et une sonde des particules qui sont au voisinage de la surface diélectrique, typiquement à des distances de $\sim \lambda/2\pi$, où λ est la longueur d'onde de l'excitation optique. Ainsi, la réflexion sélective est une technique particulièrement simple et adaptée à l'étude des effets aux échelles micro/nanométriques [1].

Une application de la réflexion sélective est l'observation des interactions atome-surface qui résultent de la modification des fluctuations du vide à la proximité de la surface, interaction dite Casimir-Polder (CP). La réflexion sélective sonde l'interaction CP au régime champ-proche et permet la mesure du coefficient van der Waals C_3 (loi van der Waals C_3/z^3 où z est la distance atome-paroi). Notre groupe utilise la réflexion sélective depuis de nombreuses années [2] pour étudier les interactions atome-surface, et a récemment démontré que le rayonnement thermique en champ proche, qui est cohérent, à l'inverse du rayonnement du corps noir, influençait l'interaction CP [3].

Ici on présente des mesures de réflexion sélective sur des transitions rovibrationnelles d'un gaz moléculaire. Ceci nous permet d'envisager les premières mesures spectroscopiques de l'interaction molécule-surface qui présente un intérêt fondamental, lié aux effets de la géométrie moléculaire (chiralité et anisotropie de l'interaction CP [4]). Pourtant, jusqu'à maintenant l'interaction CP molécule-surface a été très peu étudiée expérimentalement, principalement avec des faisceaux moléculaires (en particulier par diffraction sur des nanoréseaux [5]).

En outre, nos expériences permettent d'effectuer la spectroscopie des gaz moléculaires confinés dans des cellules minces [6] ou dans des cristaux photoniques [7]. Ceci permettra la fabrication des références de fréquence compactes de haute résolution, du proche au moyenne infrarouge à base de transitions rovibrationnelles moléculaires.

2. MESURES DE REFLEXION SELECTIVE SUR UN GAZ MOLECULAIRE DE NH_3 ET SF_6

Nous présentons ici une expérience de réflexion sélective réalisée sur la transition rovibrationnelle P(1) du NH_3 à $10,6 \mu\text{m}$ et surface en ZnSe. Le NH_3 présente, en effet, de fortes transitions vers $10 \mu\text{m}$ et le ZnSe est transparent à cette longueur d'onde ce qui permet de réaliser une expérience de réflexion sélective. Nos premières expériences ont été réalisées avec un laser CO_2 puis nous nous sommes tournés vers un laser à cascades quantiques (QCL) plus simple d'utilisation (balayable sur plusieurs GHz, peu encombrant, modulable en fréquence ...). Nous avons obtenu un

signal de résolution sub-Doppler mais dont la meilleure résolution est limitée par la largeur du laser soit environ 0,6 MHz. Pour des pressions en-dessous de 50 mTorr (élargissement collisionnel $\sim 1,4$ MHz), la structure hyperfine de l'ammoniaque est partiellement résolue (voir Fig. 1). Nous sommes capables de reproduire nos spectres à l'aide d'un modèle [1] qui ne prend pas en compte l'interaction de CP mais la largeur du laser et l'élargissement dû à la modélisation du laser. Une expérience de réflexion sélective sur des transitions rovibrationnelles à $10,6\mu\text{m}$ du SF_6 a également été réalisée.

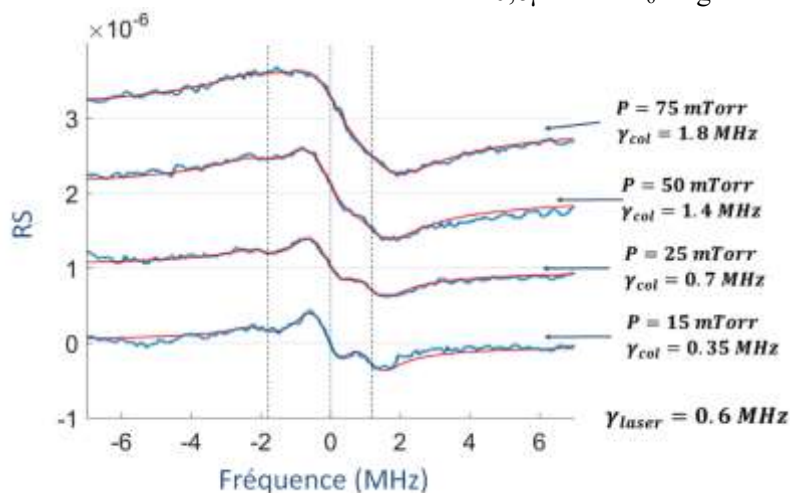


Fig. 1 : Spectres FM de réflexion sélective expérimentale (courbe bleue) et son fit (courbe rouge) pour différentes pressions (P) de NH_3 . Le fit ne tient pas compte de l'interaction de CP, mais de la largeur du laser et d'un élargissement collisionnel (γ_{col}).

CONCLUSION

Nous avons réalisé pour la première fois une expérience de réflexion sélective sur un gaz moléculaire de NH_3 et aussi SF_6 . Nous sommes actuellement en train d'améliorer la résolution de nos expériences. Cela nous permettra de réaliser des mesures spectroscopiques de l'interaction CP entre une molécule et une surface. Nous étudions également la possibilité de remplir des cellules minces avec un gaz moléculaire et de l'utiliser comme référence de fréquences aux longueurs d'onde télécom.

REFERENCES

- [1] M. Ducloy and M. Fichet, "General theory of frequency modulated selective reflection. Influence of the atom surface interactions", *J. Phys. II France*, vol. 1, pp.1429-1446, 1991.
- [2] D. Bloch and M. Ducloy, "Atom wall interaction" *Advanced in atomic, molecular and optical physics*, vol. 50, pp. 91-156, 2005.
- [3] A. Laliotis *et al.* "Casimir-Polder interactions in the presence of thermally excited surface modes" *Nat. Commun.*, 5, 4364 (2014).
- [4] D. Butcher, S. Y. Buhmann and S. Scheel "Casimir-Polder forces between chiral objects" *New J. Phys.*, **14**, 113013 (2012).
- [5] C. Brand *et al.* "A Green's function approach to modeling molecular diffraction in the limit of ultra-thin gratings" *Ann. Phys. (Berlin)*, **527**, 580-591 (2015).
- [6] M. Fichet *et al.*, "Exploring the van der Waals Atom-surface attraction in the nanometric range" *Europhysics Lett.*, vol. 77, pp.54001p1- 54001p6, 2007;
- [7] P. Ballin *et al.* "Three-dimensional confinement of vapor in nanostructures for sub-Doppler optical resolution", *App. Phys. Lett.*, vol. 102, pp.231115-1 - 231115-5, 2013.

REFROIDISSEMENT SYMPATHIQUE D'IONS ${}^9\text{Be}^+$ PAR UN CRISTAL DE COULOMB D'IONS ${}^{88}\text{Sr}^+$

A. Douillet^{1,2}, J. - P. Likforman³, S. Guibal³, V. Tugayé³, N. Sillitoe¹, J. Heinrich¹, T. Louvradoux¹, J.-P. Karr^{1,2}, L. Hilico^{1,2}, L. Guidoni³

¹ *Laboratoire Kastler Brossel, Sorbonne Université, CNRS, ENS-Université PSL, Collège de France F-75005 Paris*

² *Université d'Evry-Val-d'Essonne, F-91000 Evry*

³ *Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, Université Paris-Diderot, Sorbonne Paris Cité, CNRS, F-75013 Paris*

albane.douillet@lkb.upmc.fr

RÉSUMÉ

L'étude du refroidissement sympathique en régime de grand rapport de masses est indispensable au bon déroulement de projets ambitieux tels que le projet GBAR [1] qui a pour objectif de mesurer l'effet de la gravité produite par la matière (la terre) sur l'antimatière (un atome d'anti-hydrogène) ou encore dans la perspective de réaliser la spectroscopie de précision d'ions multichargés [2] ou d'ions moléculaires simples [3].

MOTS-CLEFS : *ions piégés, refroidissement sympathique, spectroscopie haute résolution*

1. CONTEXTE ET MOTIVATIONS

Les deux dernières décennies ont vu l'émergence des techniques de refroidissement et de contrôle du mouvement des ions piégés au niveau quantique avec des applications dans les domaines du calcul quantique, de la spectroscopie à ultra-haute résolution et des simulations quantiques. Le refroidissement par bandes latérales [4] permet de refroidir un ion unique ou une chaîne de quelques ions jusqu'à l'état fondamental du mouvement. Les techniques de refroidissement dit « sympathique » ont ensuite permis d'étendre ces avancées à des espèces atomiques ou moléculaires ne pouvant pas être refroidies directement par laser. Les expériences de refroidissement sympathique ont été réalisées avec des espèces ioniques de charge unité et dont le rapport des masses est de 3 au maximum (couple ${}^9\text{Be}^+ / {}^{27}\text{Al}^+$ pour les horloges à ions [5]).

Notre étude porte sur l'extension des techniques de refroidissement sympathique au cas moins favorable de rapports de masses plus élevés.

Les deux espèces ioniques impliquées dans le processus de refroidissement sympathique que nous étudions sont ${}^{88}\text{Sr}^+$ (l'ion refroidi par laser) et ${}^9\text{Be}^+$ (l'ion refroidi sympathiquement). Le choix de ces deux espèces présente deux avantages :

- La possibilité d'adresser optiquement l'ion ${}^9\text{Be}^+$ permet un diagnostic du processus (cinétique et thermométrie).
- Leur rapport de masse ($88/9 \approx 9,8$) est très proche de celui envisagé pour l'expérience GBAR qui a pour objectif de mesurer l'effet de la gravité sur l'antimatière, en étudiant la chute libre d'un atome d'antihydrogène au repos. Ce dernier est préparé à partir d'un ion $\bar{H}^+$ refroidi à la limite quantique dans une paire d'ions $\text{Be}^+ / \bar{H}^+$, qui présente un rapport de masse 9/1.

RESULTATS

Les ions $^{88}\text{Sr}^+$ et $^9\text{Be}^+$ sont créés par photo-ionisation résonante à partir de jets atomiques, ce qui présente l'avantage d'être un processus sélectif. Ces deux espèces sont ensuite piégées dans un piège de Paul linéaire. Les ions $^{88}\text{Sr}^+$ sont refroidis par laser jusqu'à la limite Doppler. Les ions $^9\text{Be}^+$ sont refroidis sympathiquement par le cristal d'ions lourds (ions $^{88}\text{Sr}^+$). Les simulations du refroidissement sympathique montrent une forte ségrégation spatiale pour les deux espèces due au fort ratio entre leurs masses [6].

La figure 1 montre les résultats préliminaires de cristaux de Coulomb obtenus expérimentalement [7] dans lesquels les ions $^9\text{Be}^+$ froids, localisés sur l'axe du piège ne fluorescent pas et apparaissent donc comme des « trous ».

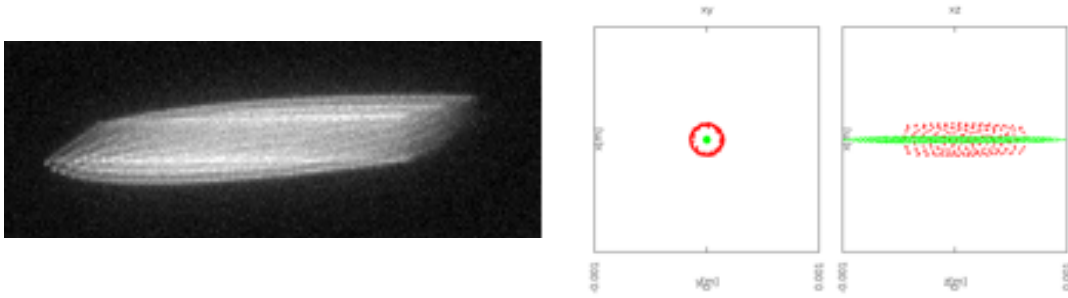


Fig. 1 : (Gauche) Image expérimentale d'un cristal de Coulomb composé d'ions $^{88}\text{Sr}^+$ (partie brillante) et d'ions $^9\text{Be}^+$ (au centre, non fluorescents). (Droite) Simulations numériques montrant les projections axiales et radiales des positions d'équilibre des ions ($^{88}\text{Sr}^+$ rouge, $^9\text{Be}^+$ vert).

L'adressage par laser des ions $^9\text{Be}^+$ va permettre d'obtenir d'avantage d'informations cruciales car les deux espèces du cristal seront adressées par laser. La mise en œuvre des diagnostics de température grâce à des mesures spectroscopiques sur l'ions $^9\text{Be}^+$ sera alors réalisée.

RÉFÉRENCES

- [1] P. Perez and Y. Sacquin, *Classical and Quantum Gravity*, **29** (2012)
- [2] L. Schmoger *et al.*, *Science*, **347** 1233 (2015)
- [3] B. Roth *et al.*, *Phys. Rev. A.*, **75** 023402 (2007)
- [4] C. R. Monroe *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **75** 4011 (1995)
- [5] C. W. Chou *et al.*, *Science*, **329** 1630 (2010)
- [6] N. Sillitoe *et al.*, *JPS Conf. Proc.* 18, 011014 (2017)
- [7] A. Douillet *et al.*, 1st North American Conference on Trapped Ions (NACTI 2017) Boulder, USA, 2017

SPECTROSCOPIE A HAUTE RESOLUTION DE LA TRANSITION 1S–3S DE L'ATOME D'HYDROGENE

**Simon Thomas¹, Hélène Fleurbaey^{1*}, Sandrine Galtier^{1#}, Marie Bonnaud¹, Lucile Julien¹,
François Biraben¹, François Nez¹, Michel Abgrall², Jocelyne Guéna².**

¹ *Laboratoire Kastler Brossel, Sorbonne Université, CNRS, ENS-Université PSL, Collège de France, 4 place Jussieu, Case 74, 75252 Paris Cedex 05, France*

² *LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, ENS-Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, 61 avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*

simon.thomas@lkb.upmc.fr

RÉSUMÉ

Nous présenterons les derniers résultats de la métrologie de la fréquence de transition 1S–3S, qui contribuent significativement à l'énigme du rayon du proton, et détaillerons nos récentes avancées pour réduire l'effet Doppler du second ordre.

MOTS-CLEFS : *rayon du proton; hydrogène; constantes fondamentales; métrologie; spectroscopie; effet Doppler.*

L'atome d'hydrogène, le plus simple des systèmes atomiques, est modélisable avec une grande précision par la théorie de l'électrodynamique quantique (QED) en fonction d'un nombre réduit de constantes. Celles-ci sont des constantes fondamentales, telles que la constante de Rydberg R_∞ ou le rayon de charge du proton r_p , que la comparaison entre la théorie et la spectroscopie à haute résolution de l'atome d'hydrogène permet donc de déterminer. On peut alors tester la cohérence de la théorie en comparant les valeurs d'une même constante fondamentale déduite des résultats d'expériences différentes. Or actuellement, cette cohérence semble potentiellement mise en défaut : plusieurs mesures récentes, notamment de spectroscopie de l'hydrogène muonique, conduisent à des déterminations de r_p en désaccord avec la valeur communément admise [1],[2]. Aujourd'hui encore inconnue, cette *énigme du rayon du proton* est au cœur de nombreux débats, et requiert de nouvelles mesures présentant des incertitudes plus faibles.

À cette fin, nous mesurons au LKB la fréquence de la transition 1S–3S de l'atome d'hydrogène, et avons récemment obtenu une incertitude relative de 9×10^{-13} . Il s'agit de la deuxième fréquence de transition de l'hydrogène la mieux connue, après celle de la transition 1S–2S. La combinaison des deux permet de déterminer une nouvelle valeur du rayon du proton [3], qui se trouve être en désaccord avec les résultats récents mentionnés plus haut, mais en accord avec la valeur antérieurement admise, issue de l'ajustement du CODATA.

L'une des principales sources d'incertitudes affectant notre expérience est l'effet Doppler. Le piégeage d'atomes d'hydrogène est en effet techniquement inaccessible, en raison d'un manque de sources lasers aux longueurs d'onde adéquates, si bien que les expériences de spectroscopie doivent être menées sur des jets effusifs d'atomes dont les vitesses ne sont pas négligeables (dans notre cas, 3 km/s en moyenne). En procédant à une excitation à deux photons contra-propageant, nous pouvons annuler l'effet Doppler au premier ordre. Cependant, un effet relativiste du second ordre, quadratique en vitesse, persiste : il déplace la fréquence de la transition que l'on cherche à mesurer d'environ 135 kHz, là où l'incertitude visée sur le résultat est de l'ordre du kHz. Pour le corriger, nous mesurons la distribution des vitesses atomiques, en appliquant sur notre jet un champ magnétique transverse

dont on fait varier l'intensité. Ce champ induit un effet Stark motionnel quadratique qui, au voisinage d'un croisement de niveaux, déplace la fréquence de la transition de façon dépendante des vitesses atomiques. Il est ainsi possible d'ajuster, sur la mesure de ce déplacement, une distribution des vitesses théorique – et donc, via un modèle théorique de la raie observée, de corriger nos mesures de l'effet Doppler du second ordre [4],[5].

Il est par ailleurs possible de réduire l'effet Doppler en refroidissant le jet atomique sondé. Nous avons pour cela récemment développé et installé une buse réfrigérée à l'azote liquide. Elle produit un jet atomique dont la température est d'environ 60% inférieure à la température ambiante à laquelle nos mesures étaient jusqu'à présent réalisées, réduisant d'autant le déplacement dû à l'effet Doppler du second ordre (Fig. 1). De nouvelles mesures de la fréquence de la transition 1S–3S sont en cours à basse température. Outre une réduction de l'incertitude associée à la correction de l'effet Doppler, elles permettront de tester, dans des conditions différentes, la méthode de détermination de la distribution des vitesses atomiques décrite ci-dessus. Ces développements seront présentés, conjointement aux derniers résultats en cours de publication.

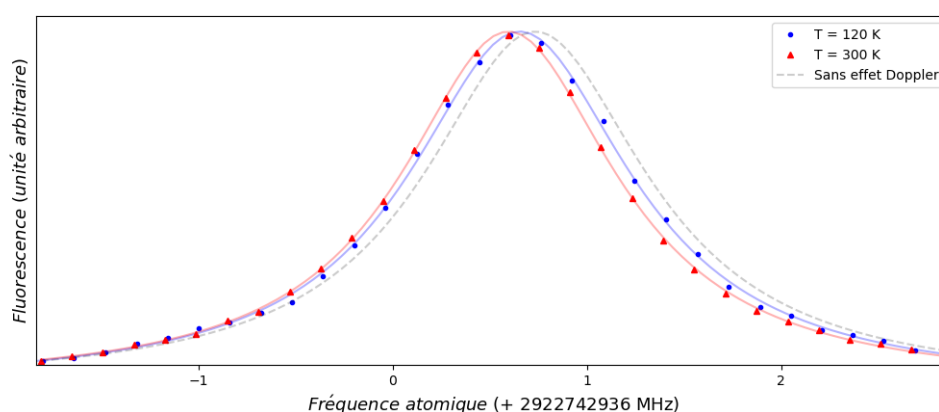


Fig. 1 : Signal de fluorescence produit par l'excitation de la transition 1S–3S de l'atome d'hydrogène, sans correction d'effets systématiques, pour deux températures du jet atomique (points : valeurs expérimentales ; trait : ajustement lorentzien). En pointillés : ajustement lorentzien du signal obtenu à 300 K après correction de l'effet Doppler du second ordre.

*adresse actuelle : National Institute of Standards and Technology, 100 Bureau Drive, Gaithersburg, MD 20899, USA

#adresse actuelle : Institut Lumière Matière, UMR 5306 Université Lyon 1-CNRS, Université de Lyon, 69622 Villeurbanne cedex, France

RÉFÉRENCES

- [1] A. Antognini, F. Nez, K. Schuhmann et al, Science **339** (2013) 417.
- [2] A. Beyer, L. Maisenbacher, A. Matveev et al, Science **358** (2017) 79-85.
- [3] H. Fleurbaey, S. Galtier, S. Thomas et al, Phys. Rev. Lett. accepté pour publication
- [4] S. Galtier, thèse, Uni. Pierre et Marie Curie (2014), <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01080669>.
- [5] H. Fleurbaey, thèse, Uni. Pierre et Marie Curie (2017), <https://hal.archives-ouvertes.fr/tel-01633631>.

Remerciements : Les auteurs remercient O. Acef (LNE-SYRTE) pour le prêt de laser. Ce travail a été financé en partie par l'ANR (LABEX FIRST- TF (ANR-10-LABX-48), projet PROCADIS (ANR-2010-BLANC:04510)), l'Equipex REFIMEVE+ (ANR-11-EQPX-0039) et par le CNRS.

SPECTROSCOPIE DU BRUIT DE SPIN DANS L'HÉLIUM MÉTASTABLE

Pascal Neveu¹, Fabienne Goldfarb¹, Fabien Bretenaker¹

¹ LAC-CNRS Laboratoire Aimé Cotton, 91405 Orsay, France

pascal.neveu@u-psud.fr

RÉSUMÉ

La spectroscopie du bruit de spin est une technique récemment développée qui permet de sonder de manière non invasive les mécanismes à l'origine des fluctuations d'un ensemble de spins électroniques par interaction avec leur environnement. Déjà largement utilisée dans certaines vapeurs alcalines ou dans des boîtes quantiques de semi-conducteurs, nous employons cette technique dans une cellule d'hélium métastable. La simplicité de la structure électronique de ce système nous permet d'envisager la spectroscopie du bruit de spin en présence de phénomènes cohérents tels que le piégeage cohérent de population par exemple.

MOTS-CLEFS : *Bruit de spin, Spectroscopie, Mesure faible, Effet Faraday*

1. INTRODUCTION

Les bruits inévitablement présents lors d'une mesure d'un signal ne sont pas toujours dénués d'informations : les fluctuations à l'origine de ces bruits peuvent être l'information recherchée. Dans cette démarche, la spectroscopie du bruit de spin cherche à sonder les mécanismes à l'origine des fluctuations du spin électronique par interaction avec son environnement [1, 2]. Ce domaine de recherche s'est récemment largement développé en vertu de son caractère non invasif, d'un intérêt majeur dans la physique de la mesure faible (weak measurement) ne perturbant pas le système d'étude.

La spectroscopie du bruit de spin s'est expérimentalement concentrée sur les boîtes quantiques dans les hétérostructure de semi-conducteurs et dans les gaz atomiques alcalins, bien que des perspectives d'ouvertures vers les matériaux de Dirac ou encore les gaz de Fermi ultrafroids aient été ouvertes. En plus des comportements classiques comme le triplet de Mollow, le couplage fort de Rabi ou encore le dédoublement Autler-Townes, aussi accessible par des mesures optiques usuelles, la spectroscopie du bruit de spin peut permettre l'étude de corrélations d'ordre élevés [3]. De telles corrélations permettent de remonter à des propriétés propres aux sources de décohérence de spin, non accessible par des mesures directes.

2. BRUIT DE SPIN DANS L'HÉLIUM MÉTASTABLE

L'hélium métastable possède une structure électronique très simple, représentée en Figure 1a. Contrairement aux atomes alcalins possédant une structure hyperfine, les sources de fluctuations de spin sont donc essentiellement due au milieu extérieur plutôt qu'à des interactions dans la structure interne électronique et nucléaire.

Le dispositif expérimental est représenté en Figure 1b. La cellule d'hélium est soumise à un champ magnétique $\mathbf{B}$ perpendiculaire à la direction de propagation $+z$. En moyenne, les populations des sous-niveaux Zeeman sont équilibrées, donc l'aimantation moyenne est nulle $\langle S_z \rangle = 0$. Néanmoins, l'interaction des spins avec leur environnement induisent des fluctuations δS_z d'aimantation, précéssant autour du champs magnétique à fréquence de Larmor $\omega_L/2\pi$. On sonde optiquement ces fluctuations en utilisant l'effet Faraday. Lorsqu'un laser polarisé linéairement suivant $\mathbf{u}_\theta$ se propage dans un milieu d'aimantation longitudinale (suivant $+z$) non nulle, sa polarisation tourne d'un angle α . De cette façon, les fluctuations de spin atomique δS_z entraînent des fluctuations de polarisations $\delta\alpha$. L'intérêt du champ magnétique $\mathbf{B}$ est ainsi de moduler ces fluctuations à une fréquence détectable. Une détection balancée permet ensuite de convertir les fluctuations de polarisation en fluctuations d'intensité. Un cube séparateur de polarisation sépare le faisceau en deux parties d'égale intensité moyenne et les signaux enregistrés par les deux photodiodes sont soustrait afin d'en éliminer les bruits techniques.

La figure 2c montre deux résultats de spectroscopie obtenus lorsque la fréquence du laser est 1.5 GHz au dessous de la raie D_0 . Contrairement à ce qui a été reporté jusqu'ici, nous observons une dépendance en polarisation du spectre de bruit de spin. En effet, au dessus du bruit intrinsèque du laser (shot noise), selon la polarisation incidente, on observe un ou deux pics de bruits à ω_L et $2\omega_L$. La largeur de ces pics de bruit est donnée par la durée de vie du spin électronique dans la vapeur. En l'occurrence, la durée de vie des spins dans notre vapeur est limitée par la durée typique de transit des atomes au travers du faisceau.

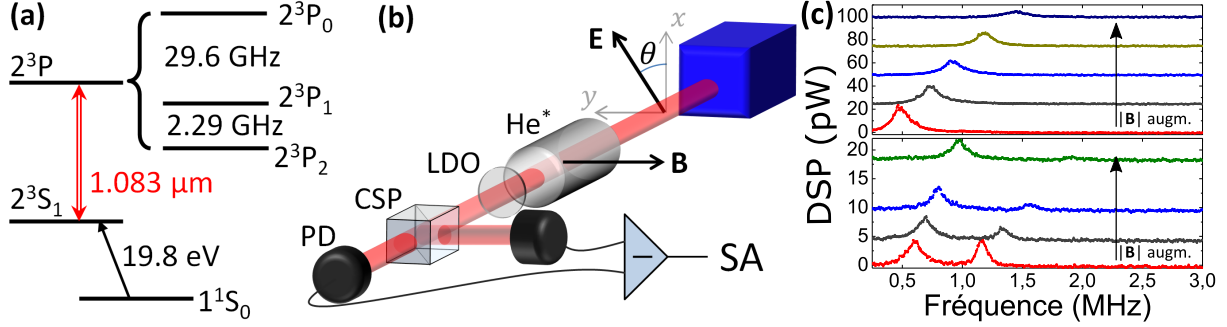


FIGURE 1 : **(a)** : Structure électronique de l'hélium. Les électrons sont pompés dans l'état métastable 2^3S_1 à l'aide d'une décharge radio-fréquence. Un laser couple l'état métastable aux états 2^3P . **(b)** Schéma de l'expérience. Un laser polarisé linéairement est envoyé dans la cellule d'hélium soumise à un champ magnétique transverse. Les fluctuations de polarisations sont détectées avec deux photodiodes (PD) placées dans les deux voies de sortie d'un cube séparateur de polarisation (CSP) équilibré par une lame demi-onde (LDO). La différence des signaux issus des photodiodes est envoyée à un analyseur de spectre (SA). **(c)** Densité spectrale de puissance (DSP) de bruit mesurée lorsque le laser est 1.5 GHz au dessous de la transition vers l'état 2^3P_0 , lorsque $\theta = \pi/2$ (haut) et $\theta = 0$ (bas). Les différentes courbes sont verticalement décalées, proportionnellement à la norme du champ magnétique B . Dans le premier cas, un seul pic de bruit est présent au dessus du bruit intrinsèque au laser, indiquant une précession des spins à pulsation de Larmor ω_L . Dans le second cas, en plus d'un pic de précession à ω_L , un second pic à $2\omega_L$ est présent.

3. PERSPECTIVES

La spectroscopie de bruit de spin est une technique en large développement du fait de sa simplicité d'utilisation d'une part, et de ses nombreuses possibilités d'applications d'autre part. Les résultats préliminaires obtenus nous invitent à travailler sur l'étude complète de la spectroscopie du bruit de spin en présence de processus cohérents tels que le piégeage cohérent de population. En particulier, l'emploi de la spectroscopie du bruit de spin au delà des corrélations de spin d'ordre deux a déjà montré son potentiel par rapport aux méthodes plus conventionnelles [4].

RÉFÉRENCES

- [1] N. A. Sinitsyn and Y. V. Pershin, Rep. Prog. Phys. **79**, 106501 (2016).
- [2] S. A. Crooker, D. G. Rickel, A. V. Balatsky and D. L. Smith, Nat. **431** 49-52 (2004).
- [3] A. Bechtold, F. Li, K. Müller, T. Simmet, P.-L. Ardelt, J. J. Finley and N.A. Sinitsyn, Phys. Rev. Lett. **117**, 027402 (2016).
- [4] L. Yang, P. Glasenapp, A. Grelich, D. Reuter, A. D. Wieck, D. R. Yakovlev, M. Bayer and S. A. Crooker, Nat. Comm. **5**, 4949 (2014).

Tester la symétrie de parité par spectroscopie vibrationnelle de molécules chirales froides

Matthieu Pierens¹, Louis Lecordier¹, Anne Cournol¹, Mathieu Manceau¹, Dang Bao An Tran¹, Rosa Santagata¹, Alexander Shelkovnikov^{1,2}, Olivier Lopez¹, Christophe Daussey¹, Christian Chardonnet¹, Anne Amy-Klein¹, Sean K. Tokunaga¹, Benoît Darquie¹

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

²P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences, 119991 Moscow, Russia

E-mail: benoit.darquie@univ-paris13.fr

RESUME

La violation de la parité n'a encore jamais été mise en évidence sur des systèmes moléculaires et devrait se traduire par des différences de fréquences entre les deux énantiomères d'une molécule chirale, que nous avons l'intention de mesurer par spectroscopie laser. Nous présentons ici nos résultats les plus récents dans cette direction.

MOTS-CLEFS : *mesures spectroscopiques de précision dans l'infrarouge moyen ; métrologie des fréquences ; lasers à cascade quantique ; molécules froides*

1. INTRODUCTION

L'interaction nucléaire faible brise la symétrie de parité. Aucun effet de Violation de la Parité (VP) n'a encore été observé sur des molécules. La VP a notamment pour conséquence une infime différence d'énergie entre les deux énantiomères d'une molécule chirale, ce qui devrait se traduire par une différence de fréquence si l'on compare la même transition rovibrationnelle entre molécule droite et gauche. Mesurer cette différence de fréquence est difficile mais est important pour plusieurs raisons. Il a par exemple été suggéré que la VP ait un lien avec l'homochiralité en biologie, c'est-à-dire le très fort déséquilibre en quantité observé sur Terre entre les deux configurations miroirs pour les espèces biologiques. Cette mesure pourrait aussi servir de test du modèle standard à basse énergie et à l'exploration de ses limites. Elle pourrait, en outre, permettre la première confrontation expérience-théorie, par comparaison avec les estimations obtenues à partir des protocoles de calcul utilisés en chimie quantique relativiste. Au-delà de la VP, ce projet est l'occasion de développer de nouvelles techniques de manipulation avancée, telles que celles aujourd'hui standard en physique atomique, pour des mesures de précision sur des molécules polyatomiques de plus en plus complexes. Pour le moment, aucune expérience n'a pu atteindre la sensibilité requise pour observer cette différence de fréquence. Certains complexes de métaux lourds possèdent un effet de VP de l'ordre du Hz pour des transitions à 30 THz [1-5]. Ce niveau de sensibilité extrême peut être atteint par des mesures d'interférométrie de Ramsey à deux photons sur un jet moléculaire [1,3].

2. DEVELOPPEMENTS INSTRUMENTAUX ET RESULTATS RECENTS

Nous présentons ici nos travaux récents de mise en œuvre des technologies nécessaires pour mesurer la VP dans les molécules chirales par interférométrie de Ramsey dans le moyen infrarouge. Les espèces candidates prometteuses pour des mesures de VP sont à l'état solide à température ambiante. Il nous faut trouver les méthodes les plus efficaces pour réaliser des jets intenses de molécules solides. Nous développons des jets moléculaires issus d'une cellule cryogénique contenant

de l'hélium à 4 K, dans laquelle une vapeur de molécules obtenue par ablation laser d'une cible solide est refroidie par collisions avec le gaz d'hélium froid (*buffer-gas-cooled molecular beams*). Les molécules froides sortent de la cellule par un orifice pour former un jet froid, lent et intense. Nous présenterons nos travaux récents de mise en œuvre du refroidissement *buffer-gas* sur des espèces complexes, notamment des espèces organo-métalliques d'intérêt pour une mesure de VP [6,7].

Nous avons également commencé à remplacer nos lasers à CO₂ ultra-stables, (typiquement utilisés jusqu'à présent par nous et par d'autres pour des mesures spectroscopiques de précision dans le moyen infrarouge), par des lasers à cascade quantique (QCLs, de l'anglais *quantum cascade lasers*). Les lasers à CO₂ ne fonctionnent que dans une fenêtre spectrale très limitée autour de 10 μm (30 THz) et sont très peu accordables en fréquence. Or les vibrations de beaucoup de molécules d'intérêt ne sont pas à 10 μm. Les QCLs sont beaucoup plus largement accordables et disponibles partout dans l'infrarouge moyen de 3 à 25 μm. Nous présenterons nos travaux récents sur le développement de QCLs calibrés sur les standards primaires de fréquences et stabilisés à des niveaux d'exactitude et de stabilité métrologiques [8,9] et leur utilisation pour des premières mesures de fréquences moléculaires avec des niveaux d'incertitude record.

Jusqu'à présent, nous détectons les molécules par absorption laser. La détection par absorption laser dans l'infrarouge moyen conventionnellement utilisée pour la spectroscopie vibrationnelle, sur fond brillant est affectée par le bruit important des détecteurs dans cette fenêtre spectrale, est connue pour être peu sensible. Nous développons donc un nouveau type de détecteur microonde de haute sensibilité des populations des états moléculaires rovibrationnels, par relaxation de la précession libre sur des transitions rotationnelles. Cette méthode dont le principe est similaire à celui de la résonance magnétique nucléaire, est à la fois plus générique et très sensible. Nous présenterons le développement et la caractérisation d'une première génération de circuit microonde au niveau du bruit thermique fondamental et les résultats de nos premiers tests sur des vapeurs moléculaires confinées dans une cellule à température ambiante.

Nous présenterons enfin les résultats d'une étude spectroscopique préliminaire du méthyltrioxorhénium (MTO), une molécule achirale test parente d'espèces chirales prometteuses pour une mesure de VP [4,5]. Nous exposerons notamment des mesures spectroscopiques de haute résolution enregistrées à la fois en cellule et en jet, à diverses températures et résolutions [1-3,6-8].

REFERENCES

- [1] B. Darquié et al, Chirality 22, 870, 2010.
- [2] C. Stoeffler et al, Phys. Chem. Chem. Phys. 13, 854, 2011.
- [3] S. K. Tokunaga et al, Mol. Phys. 111, 2363, 2013.
- [4] N. Saleh et al, Phys. Chem. Chem. Phys. 15, 10952, 2013.
- [5] N Saleh et al, Chirality 30, 147, 2018.
- [6] S. K. Tokunaga et al, New J. Phys. 19, 053006, 2017.
- [7] Asselin et al, Phys. Chem. Chem. Phys. 19, 4576, 2017.
- [8] P.L.T. Sow et al, App. Phys. Lett. 104, 264101, 2014.
- [9] B. Argence et al, Nature Photon. 9, 456, 2015.

TRANSDUCTION OPTOMECHANIQUE DE PHOTONS MICROONDES EN PHOTONS OPTIQUES

Edouard Ivanov¹, Thibault Capelle¹, Emmanuel Flurin¹, Samuel Deléglise¹, Thibaut Jacqmin¹, Tristan Briant¹, Antoine Heidmann¹

¹ Laboratoire Kastler Brossel, Sorbonne Université, CNRS, ENS-PSL Université, Collège de France
Campus Pierre et Marie Curie, 75005 Paris, France

edouard.ivanov@lkb.upmc.fr

RÉSUMÉ

Le présent travail a pour objectif de réaliser une conversion bidirectionnelle entre des photons aux fréquences microondes et des photons aux fréquences optiques. L'intérêt est de combiner les propriétés prometteuses des circuits supraconducteurs dans le domaine de l'information quantique, et notamment celles des jonctions Josephson, à la facilité de transport des photons optiques. Pour cela, des membranes en nitrure de silicium, d'une épaisseur de moins de 200nm, sont utilisées comme plateforme d'interaction ; un couplage optomécanique est établi simultanément avec deux cavités résonnantes, à savoir un circuit LC et une cavité Fabry-Perot. Cela permet, dans le régime du refroidissement optomécanique, de générer une interaction de la forme d'un diviseur de faisceau, afin d'effectuer la transformation de fréquences via des phonons mécaniques.

MOTS-CLEFS : *optomécanique ; membrane ; qubit.*

1. INTRODUCTION

La popularité des qubits sur puces créés à partir de circuits supraconducteurs et de jonctions Josephson a grandement augmenté au cours de ces dernières années. Leur versatilité ainsi que leur grande exactitude par rapport aux technologies comparables servent à expliquer cette attention accrue, et suggèrent que la technologie des circuits basés sur les fréquences microondes pourraient être le chemin correct vers un ordinateur quantique finalisé. Cependant, de tels qubits ne peuvent qu'être créés dans un environnement cryogénique, rendant le problème de leur distribution un défi substantiel.

D'autre part, la télécommunication, exécutée à des fréquences optiques, a été grandement développée, et des états quantiques peuvent être transmis sur de larges distances de manière cohérente, n'augmentant que marginalement le bruit ajouté au signal. La capacité de transférer l'information quantique écrite dans un photon microonde vers un photon optique permettrait donc de surpasser les limitations dues au confinement des circuits microondes dans des cryostats, et résoudre un problème fondamental des circuits supraconducteurs pour l'information quantique.

Le domaine de l'optomécanique propose une telle solution. Dans sa forme la plus générale, il décrit les effets du couplage entre deux résonateurs : un résonateur mécanique et, typiquement, une cavité optique. Si la position du résonateur mécanique affecte la fréquence de la cavité optique, par exemple si l'un des miroirs de la cavité est connecté à un ressort, le couplage est dit dispersif, et la forme linéarisée de leur interaction [1] est décrite par :

$$\hat{H}/\hbar = -g\hat{a}^\dagger\hat{a}(\hat{b} + \hat{b}^\dagger), \quad (1)$$

où $\hat{H}$ est le Hamiltonien, $\hbar$ est la constante de Planck, g est le facteur de couplage entre les deux résonateurs, et $\hat{a}$ ($\hat{b}$) est l'amplitude de l'oscillateur optique (mécanique). Dans la « rotating wave approximation », le désaccord en fréquence du champ optique par rapport à la fréquence de résonance de la cavité Fabry-Perot permet de sélectionner les termes du Hamiltonien qui restent. Soit Ω_M la

fréquence de résonance du résonateur mécanique. Pour un désaccord du laser égal à $-\Omega_M$, les termes restants du Hamiltonien sont :

$$\hat{H}/\hbar = -g(\hat{a}^\dagger \hat{b} + \hat{a} \hat{b}^\dagger). \quad (2)$$

Ceci correspond à une interaction de la forme d'un diviseur de faisceau, et permet de transférer des états quantiques d'un oscillateur à l'autre.

L'interaction décrite ci-dessus étant valable pour tout couplage dispersif, il est possible d'utiliser le couplage décrit par l'équation (2) pour convertir un photon microonde, situé dans un résonateur LC, en un phonon mécanique, situé dans un oscillateur mécanique. De la même manière, ce phonon peut subséquentement être converti en photon optique [2] par le couplage du même oscillateur à une cavité optique. Du fait de la réciprocité du Hamiltonien, les opérations inverses sont automatiquement accessibles.

2. DÉTAILS DU RÉSONATEUR MÉCANIQUE

L'objectif initial de ce projet de thèse est de concevoir et fabriquer un transducteur capable d'une conversion efficace entre les deux fréquences de photons. Pour atteindre ce but, un résonateur mécanique à haut facteur de qualité est nécessaire ; de même, la coopérativité entre lui et les deux autres cavités doit être suffisamment élevée.

Pour remplir le premier critère, une fine membrane fabriquée en nitrure de silicium sera utilisée. Elle sera « soft-clamped » [3], c'est-à-dire que le mode de vibration sera localisé par un cristal phononique dans un défaut loin des bords de la membrane, ce qui permet d'atteindre des facteurs de qualité dans les centaines de millions. Qui plus est, un cristal photonique sera gravé au niveau du défaut de façon à augmenter la réflectivité du matériau à une valeur proche de 1 [4]. Cela permettra de l'utiliser comme un miroir d'une cavité Fabry-Perot à haute finesse.

Finalement, elle sera couplée à un circuit LC supraconducteur grâce à l'effet du matériau diélectrique amené à proximité de la capacité du circuit.

CONCLUSION

En optimisant les couplages des deux champs de photons à la membrane mécanique (figure 1), un transducteur efficace pourra être créé et être utilisé pour réaliser un ordinateur quantique basé sur des circuits supraconducteurs.

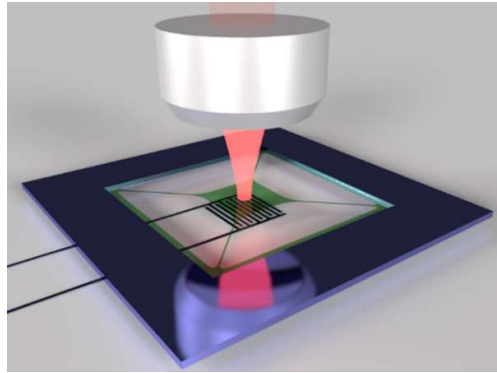


Fig. 1 : schéma du transducteur optomécanique. Le matériau vert correspond à la membrane suspendue au-dessus de la capacité (en noir) et sur laquelle se réfléchit le faisceau optique (en rouge).

REFERENCES

- [1] *Cavity Optomechanics*: M. Aspelmeyer, T.J. Kippenberg and F. Marquardt eds., Springer (2014)
- [2] R. Andrews *et al.*, Nat. Phys. (2014) **4**, 321
- [3] Y. Tsaturyan *et al.*, Nat. Nano. (2017) **12**, 776
- [4] X. Chen *et al.*, Light Sci. Appl., (2017) **6**, 1