HAL
open science

COLOQ'11 - 2009

A. Débarre

To cite this version:

A. Débarre. COLOQ'11 - 2009. COLOQ'11, Soicété Française d'Optique, Sep 2009, Mouans-Sartoux, France. sfo-01132973

HAL Id: sfo-01132973

https://hal-sfo.ccsd.cnrs.fr/sfo-01132973

Submitted on 18 Mar 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

COLOq'11

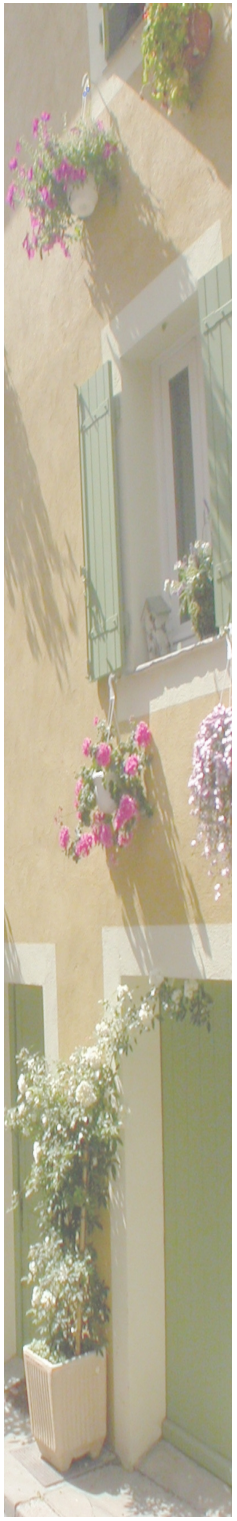
Nice 2009

11ème Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique

Mouans-Sartoux

du 7 au 9 Septembre 2009

Recueil des Communications



COLOQ'11
Nice 2009

Table des matières

1 Bienvenue à Coloq'11 6

2 Planning de Coloq'11 7

3 Plans d'accès à la conférence 8

4 Déroulement et lieu de la conférence 9

5 Organisation, partenaires et soutiens 10

6 Liste des exposants 10

7 Comités de Coloq'11 11

8 Programme de Coloq'11 12

9 Résumés des contributions invitées 19

10 Résumés des contributions par affiches 43

11 Liste des auteurs 131

Disparitions

Ivan Lorgeré et **Olivier Guillot-Noël** ont disparu tragiquement dans la catastrophe aérienne du 1er juin 2009. Les messages de sympathie français et étrangers soulignent unanimement la double perte humaine et scientifique que notre communauté a subie. Grâce à leur engagement scientifique, leurs compétences et leur générosité, ces deux chercheurs avaient réussi à fédérer une communauté internationale s'intéressant aux états quantiques de longue durée de vie dans les ions de terres rares en matrices cristallines. Elle regroupait des laboratoires de France, de Suède, d'Allemagne, de Suisse, des États-Unis... Leur dernier projet, ambitieux, visait au développement de nouvelles architectures de calcul quantique dans ces systèmes. Le succès d'un tel projet nécessitait une forte mobilisation. Ils revenaient ainsi du Brésil où ils avaient lancé les bases d'une collaboration supplémentaire avec le groupe d'information quantique du Centro Brasileiro de Pesquisas Fésicas...

Ivan Lorgeré travaillait au Laboratoire Aimé Cotton à Orsay (LAC).
Olivier Guillot-Noël travaillait au Laboratoire de Chimie de la Matière Condensée de Paris (ENSCP).

Bienvenue à Coloq'11

Coloq est une manifestation biennale destinée à souder la communauté scientifique nationale des lasers, de l'optique non linéaire et l'optique quantique. Elle cible plus généralement tous les phénomènes fondamentaux relevant de l'interaction lumière-matière et leurs applications. Elle a pour objectifs prioritaires de rassembler régulièrement les acteurs académiques et industriels de ces domaines en évolution très rapide, et de permettre aux jeunes chercheurs en cours de doctorat de nouer de premiers contacts avec cette communauté. Cette conférence est une émanation du Club Coloq de la Société Française d'Optique.

Sa 11e édition, Coloq'11, est organisée localement par les laboratoires de Nice – Sophia Antipolis (Université de Nice – Sophia Antipolis, CNRS et Observatoire de la Côte d'Azur).

Vous trouverez dans ce recueil un aperçu détaillé de la teneur de Coloq'11, avec le résumé des communications scientifiques présentées au cours de la conférence, suivant 3 modes d'expression :

- **Des conférences invitées qui permettent de faire la synthèse sur des sujets d'actualité et de présenter des résultats marquants sur des "sujets chauds".**

  Au nombre de 20, elles sont réparties en quatre sessions :
  1. propagation dans les milieux complexes ;
  2. photonique et systèmes quantiques ;
  3. optique et environnement ;
  4. lasers.

- **Deux sessions posters qui favorisent des discussions plus informelles autour de sujets d'actualité et émergents** ;
- **Une exposition de matériel scientifique qui permet un contact direct avec les industriels**.

Coloq'11 se conclura par deux conférences générales, ouvertes à un public large, portant sur les lasers et l'astrophysique.

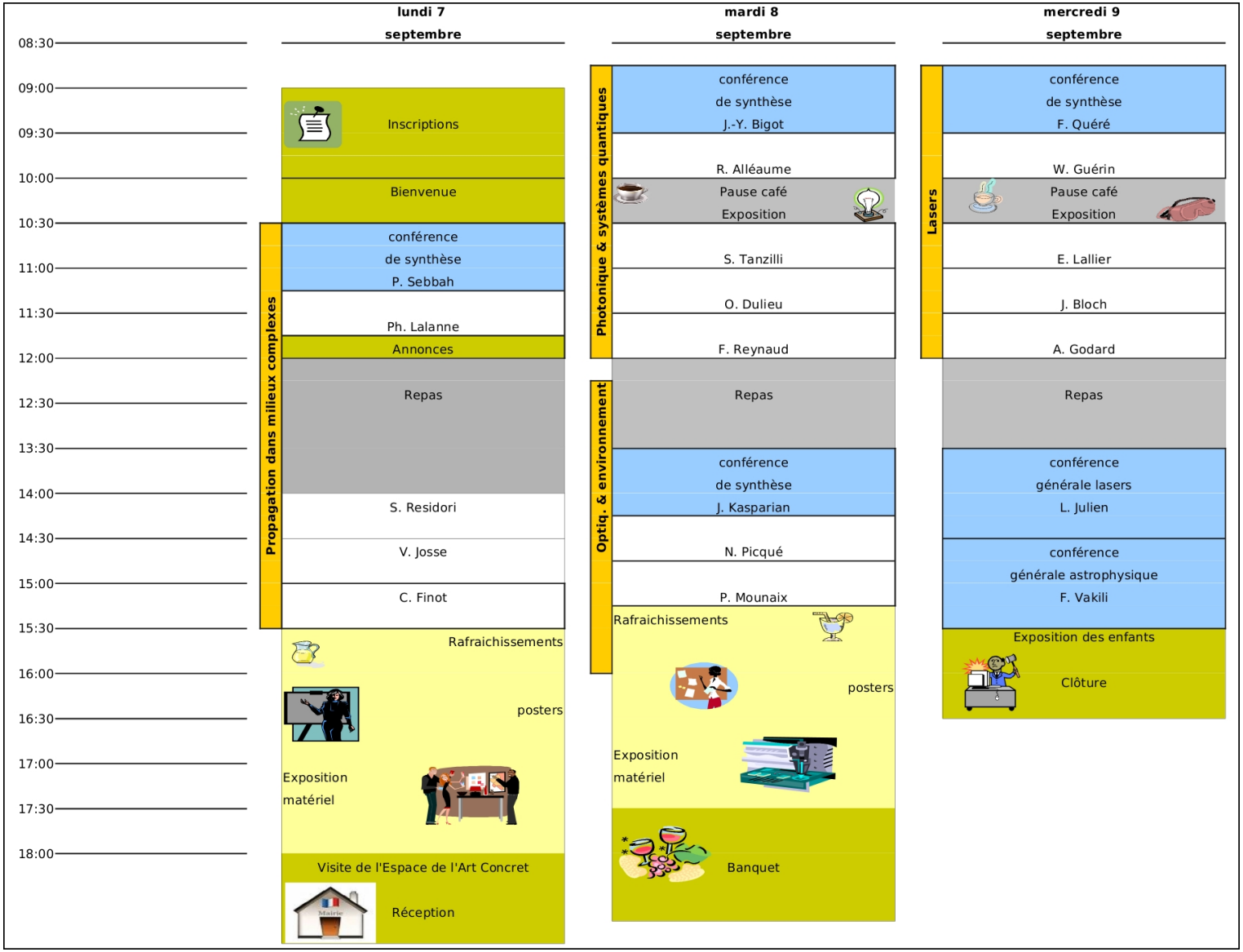
Nous vous souhaitons un agréable et fructueux congrès.

Anne Débarre
Présidente du Comité Scientifique de Coloq'11

Éric Picholle
Président du Comité d'Organisation de Coloq'11

Claude Fabre
Président de la SFO

Planning de Coloq'11



Plans d'accès à la conférence

Déroulement et lieu de la conférence

La 11 e édition de Coloq est organisée par les laboratoires d'optique de la région niçoise (affiliés à la Délégation Côte d'Azur du CNRS et à l'Université de Nice – Sophia Antipolis). La conférence se déroulera du 7 au 9 septembre 2009 dans la ville de Mouans-Sartoux au sein du complexe médiathèque et cinéma.

Les conférences

L'accueil se fera sur le parvis de la médiathèque où les badges d'**inscription** et les sacoches pourront y être retirés à partir de 9h00 le lundi matin, la session d'ouverture commençant à 10h00. Toutes les conférences auront lieu dans la salle 1 (300 places) du cinéma La Strada. Les sessions affiches auront lieu dans la salle *Léo Lagrange* se trouvant en face de la sortie du cinéma. Les exposants présenteront leurs produits dans l'*"Aquarium"*, salle entièrement vitrée donnant sur le parvis de la médiathéque sur lequel les pauses cafés seront offertes.

Les déjeuners

Les déjeuners des lundi 7, mardi 8 et mercredi 9 septembre auront lieu sur l'esplanade du château de Mouans-Sartoux à 5 minutes du lieu des conférences.

Les manifestations

La municipalité de Mouans-Sartoux nous accueillera le lundi soir pour un apéritif. Une visite des expositions de l'Espace de l'Art Concret au sein du château sera proposée.
Le banquet aura lieu mardi soir à 19h30 sur la plage de Cannes au sein du restaurant le Mandala.
Dans le cadre de la conférence, une exposition scientifique donnée par les enfants sur le thème des couleurs et des lasers aura lieu le mercredi après-midi, à la suite de la session de clôture de Coloq'11.

La ville de Mouans-Sartoux

Mouans-Sartoux est une commune de 10 000 habitants, située entre Cannes et Grasse, à 10 km de Cannes. La ville de Mouans-Sartoux est reconnue pour son dynamisme culturel et ses manifestations : le marché gourmand ouvrira la conférence le 7 septembre et le colloque annuel *"Art-Science-Pensée"* lui succédera. Chaque année, début octobre, un festival du livre engagé accueille plus de 60 000 visiteurs. A proximité du cœur du village provençal, le château du 15 e siècle abrite l'**Espace de l'Art Concret** : un espace artistique tourné vers l'éducation par l'art et l'art concret notamment. Sur un vaste domaine, la **Bastide du Parfumeur** est le conservatoire des plantes à parfum du pays de Grasse. Les visiteurs peuvent effectuer une visite olfactive du domaine en appréciant la gestion biologique du site, les manifestations régulières autour de la création artistique, la promotion de l'agriculture de proximité ou le développement durable.
Dans une démarche d'ouverture et de soutien pour la recherche scientifique, la ville de Mouans-Sartoux nous accueille les bras ouverts pour cette 11 e édition de Coloq.

Site de la ville de Mouans-Sartoux : `http://www.mouans-sartoux.net/`

Organisation, partenaires et soutiens

COLOQ'*11 – NICE est organisé par :*	La Société Française d'Optique (SFO)
En partenariat avec :	l'Université de Nice – Sophia Antipolis (UNS) le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) la Fédération Doeblin (FR2800 du CNRS) le Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche (MESR) l'Association pour la Physique à Nice
Avec le soutien de/du :	la Ville de Mouans-Sartoux la Région Provence-Alpes-Côte d'Azur (PACA) l'Université de Nice – Sophia Antipolis (UNS) Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche (MESR) la Fédération Doeblin (FR2800 du CNRS) IXCORE l'ONERA CEA le pôle de compétitivité PODSUD/OPTITECH *qui sont chaleureusement remerciés.*
Partenariat Presse :	Photoniques – la revue de la SFO

Liste des exposants

ALPHAPHOTONICS	EDP Sciences
COHERENT France	Pôle de compétitivité PopSud/Optitech
id-QUANTIQUE	
KEOPSYS	
LASER 2000	
OPTON LASER Int.	
OSYRIS	
SPECTRA-PHYSICS	

Comités de Coloq'11

Comité scientifique

Présidente : Anne DEBARRE, LAC, Orsay

Secrétaire : Éric PICHOLLE, LPMC, Nice

Membres : Anne AMY-KLEIN LPL, Villetaneuse
Valérie BLANCHET, LCAR Toulouse
Isabelle BOUCHOULE, LCFIO, Palaiseau
Georges BOULON, LPCM, Lyon
Caroline CHAMPENOIS, PIIM, Marseille
Pierre-François COHADON, LKB, Paris
Thierry DEBUISSCHERT, THALES R&T, Palaiseau
John DUDLEY, LOPMD, Femto-St, Besançon
Olivier EMILE, LEQ, Rennes
Alain FORT, IPCMS, Strasbourg
Robert FREY, LCFIO, Palaiseau
Éric FREYSZ, CPMOH, Bordeaux
Jean-Michel GERARD, CEA/LETI, Grenoble
Daniel HENNEQUIN, PhLAM, Lille
Ariel LEVENSON, LPN, Marcoussis
Guy MILLOT, OMR, Dijon
François REYNAUD, XLIM, Limoges

Comité local d'organisation

Président : Éric PICHOLLE, LPMC, Nice

Membres : Wilfried BLANC, LPMC, Nice
Valérie DOYA, LPMC, Nice
Jean-Yves DUBOZ, CNRS-CRHEA, Sophia Antipolis
Bernard GAY-PARA, LPMC, Nice
Gian-Luca LIPPI, INLN, Sophia Antipolis
Christian MINIATURA, INLN, Sophia Antipolis
Catherine Nary MAN, Observatoire de la Côte d'Azur
Sébastien TANZILLI, LPMC, Nice

Secrétariat SFO : Catherine HERCÉ

Programme de Coloq'11

Liste des contributions invitées

1 La localisation forte de la lumière par le désordre : application aux lasers aléatoires et aux instabilités de speckle – Sebbah P. 21
2 Interprétation microscopique de la transmission extraordinaire optique – Lalanne Ph. 22
3 Effets spatio-temporels et lumière lente dans les valves optiques – Résidori S. 23
4 Localisation d'Anderson d'ondes de matière dans un potentiel désordonné contrôlé – Josse V. 24
5 Ondes scélérates optiques et autres manifestations extrêmes dans les fibres optiques – Finot Ch. 25
6 Dynamique de spins excités par des impulsions laser – Bigot J.-Y. 26
7 Développements récents en cryptographie quantique : nouvelle génération de systèmes et de protocoles, réseaux de distribution quantique de clés, industrialisation – Alléaume R. 27
8 Vers un relais quantique hors du laboratoire – Tanzilli S. . 28
9 Formation de molécules ultra-froides : vers le contrôle quantique total – Dulieu O. 29
10 Utilisation de la conversion paramétrique en somme de fréquence dans un interféromètre d'imagerie haute résolution pour astronomie. – Reynaud F. 30
11 Des filaments laser pour influencer l'atmosphère – Kasparian J. 31
12 Interférences entre peignes de fréquences femtosecondes – Picqué N. 32
13 Spectro-terahertz imaging system : see different ? – Mounaix P. 33
14 Impulsions attosecondes de lumière : de la génération à la caractérisation – Quéré F. 34
15 Vers un laser aléatoire avec des atomes froids – Guérin W. 35
16 L'arséniure de gallium : un matériau optique non linéaire pour le moyen infrarouge – Lallier E. 36
17 Non-linéarités optiques des polaritons de cavité – Bloch J. 37
18 Capture des corrélations de photons aux temps ultracourts par absorption à deux photons dans les semi-conducteurs : l'expérience d'Hanbury-Brown et Twiss revisitée – Godard A. 38
19 Les lasers : bientôt 50 ans ! – Julien L. 39
20 Les grandes orientations des années à venir en Astronomie – Vakili F. 40

Liste des communications par affiche

1 Élaboration et caractérisation de structures laser à base de nitrures d'éléments III pour une émission dans le vert – Bodiou L., Schenk H.P.D., Demolon P., Nemoz M., Vennéguez P., Courville A., De Mierry P., Duboz J.-Y., Vajpeji A., Maaskant P.P., Corbett B., Dräger A.D., Hangleiter A. 45

2 Modulation directe à 10 GHz de nanolasers à cristaux photoniques – Braive R., Barbay S., Sagnes I., Hostein R., Miard A., Lemaître A., Robert-Philip I., Beveratos A. . . . 46

3 Stabilisation de puissance pour VIRGO+ – Cleva F. 47

4 Exploitation du couplage cohérent pour la découpe temporelle d'impulsions lasers dans une fibre optique – Goutre F., Pagnoux D., Couderc V. 48

5 Étude de la photo-commutation à température ambiante de composés à transition d'état de spin dans la boucle d'hystérésis – Gallé G., Dégert J., Freysz E., Mauriac C., Daro N. 49

6 Bruit et stabilisation d'un laser fibré de forte puissance – Gréverie C., Chaibi O., Man C.N., Brillet A., Coulon J.-P. 50

7 Une cavité de référence de très-haute finesse pour un laser d'horloge à 729 nm – Guyonmmarc'h D., Hagel G., Houssin M., Zumsteg C., Champenois C., Knoop M. 51

8 Modification du transitoire d'allumage d'un laser à fibre – Hachair X., Maria J., Dussardier B., Lippi G.L. 52

9 Laser SC compact de forte puissance monofréquence et accordable émettant dans le moyen et proche infrarouge – Laurain A., Myara M., Cerutti L., Garnache A., Sagnes I., Beaudoin G., Triki M., Cermak P., Romanini D. 53

10 Mesure de la constante de Boltzmann au niveau de 3,8x10-5 : Vers une redéfinition du kelvin – Lemarchand C., Djerroud K., Daussy C., Darquié B., Lopez O., Amy-Klein A., Chardonnet Ch., Bordé Ch. J., Briaud S. 54

11 Émission laser de nanocristaux de Gd2O3 dopés au néodyme dans des microcavités de silice – Lin G., Candela Y., Lefèvre V., Hare J., Cai Z., Tillement O. 55

12 Effets d'absorbant saturable sur la dynamique d'un laser à fibre double gaine dopée ytterbium – Maria J., Dussardier B., Peterka P. 56

13 Source laser intense pour le refroidissement du 87Rb par doublement de fréquence d'un laser fibré telecom – Pottie P.-E., Longchambon L., Liennard T., Lorent V., Perrin H. 57

14 Laboratoire sur puce tout-optique – Robert de Saint-Vincent M., Wunenburger R., Delville J.-P. 58

15 Le modèle des poupées russes inversées dans les lasers bleus et verts InGaN – Feliksik K., Popars G., Le Floch A., Agrawal G.P. 59

16 Amplificateur Nd :YAG pompé diodes à fort gain pour la réalisation d'un laser auto-adaptatif – Soulard R., Brignon A., Raby S., Durand E. 60

17 Oscillations monomodes simultanées à deux longueurs d'onde dans un résonateur à modes de galerie en ER :ZBLALiP – Xiao L., Trébaol S., Dumeige Y., Boucher Y.G., Féron P., Cai Z., Mortier M. 61

18 Fonctionnement laser à basse température de CaF2 :Yb – Xu B., Camy P., Doualan J.-L., Moncorgé R. 62

19 Tolérance à la rétroaction optique des lasers InAs/InP à bâtonnets quantiques - Analyse du seuil de stabilité à partir d'une méthode perturbative – Zou Q., Azouigui S., Ramdane A. 63

20 Télémétrie laser à deux modes : vers des mesures de haute exactitude des distances kilométriques – Courde C., Lintz M., Brillet A. 64

21 Spectroscopie par Amplification Résonante d'Absorption avec un laser à Blocage de Modes – Romanini D., Méjean G, Courtillot-Ventrillard I., Kassi S. 65

22 Imagerie terahertz : Super-résolution 2D et reconstruction 3D d'objets en volume – Younus A., Aguerre C., Abraham E., Desbarats P., Mounaix P. 66
23 Dispersion modale contrôlée par la segmentation d'indice – Aschiéri P., Doya V., Picozzi A. 67
24 Transport cohérent de la lumière dans les gaz d'atomes froids – Labeyrie G., Wilkowski D, Müller C., Wellens T., Miniatura Ch., Kaiser R., Delande D., Grémaud B. 68
25 Condensat de Bose-Einstein dans un piège habillé par ondes radiofréquence – Liennard T., Perrin H., Longchambon L., Pottie P.-E., Lorent V. 69
26 Recherche d'une signature de spectroscopie atomique dans des opales de nanobilles de silice – Maurin I., Ballin Ph., Laliotis A., Gorza M.-P., Bloch D. 70
27 Vols de Lévy des photons dans une vapeur atomique – Mercadier N., Guerin W., Chevrollier M., Kaiser R. 71
28 Amplificateur à scar fibré – Michel C., Tascu S., Doya V., Blanc W., Legrand O., Trzesien S., Udé M., Mortessagne F. 72
29 Production de vide comprimé par interaction d'un champ avec une vapeur de Rb 87 – Agha I. H., Bruno F., Messin G., Grangier Ph. 73
30 Analyse et contrôle de la relaxation dipolaire dans un Condensat de Bose-Einstein de Chrome – Bismut G., Pasquiou B., Beaufils Q., Crubellier A., Laburthe-Tolra B., Maréchal E., Pedri P., Vernac L., Gorceix O. 74
31 Absorption à deux photons non-dégénérés dans les semiconducteurs en GaAs : une ń courte-échelle quantique ż – Boitier F., Dherbecourt J.-B., Godard A., Rosencher E. . . 75
32 Mémoire Quantique avec des Ensembles Atomiques – Burks S., Ortalo J., Lombardi P., Scherman M., Giner L., Mishina O., Bramati A., Laurat J., Giacobino E. 76
33 Un très grand nuage d'ions dans un piège multipolaire et son refroidissement laser – Champenois C., Marciante M., Pedregosa J., Hagel G., Houssin M., Knoop M. 77
34 Influence de la diffusion Brillouin sur l'évolution de la polarisation d'une onde lumineuse se propageant dans une fibre optique fortement biréfringente – Fatome J., Pitois S., Millot G. 78
35 Impact du profil de phase initial sur l'évolution asymptotique d'impulsions dans un amplificateur à fibre – Finot Ch., Wu L. 79
36 Démonstration d'un système de cryptographie quantique à variables continues sur un réseau fibré existant – Fossier S., Diamanti E., Debuisschert T., Tualle-Brouri R., Grangier Ph. 80
37 Dynamique de relaxation de spin dans un puits quantique GaN/AlGaN – Gadalla A., Besbas J., Gallart M., Crégut O., Hönerlage B., Gilliot P., Feltin E., Carlin J.-F., Butté R., Grandjean N. 81
38 Intrication déterministe de deux atomes en utilisant le blocage de Rydberg – Gaëtan A., Wilk T., Evellin Ch., Miroshnychenko Y., Wolters J., Chotia A., Viteau M., Comparat D., Pillet P., Browaeys A., Grangier Ph. 82
39 Boîtes quantiques auto-assemblées et localisées de façon déterministe émettant aux longueurs d'onde des télécommunications – Hostein R., Gogneau N., Elvira D., Fain B., Le Gratiet L., Largeau L., Beaudoin G., Patriarche G., Robert-Philip I., Sagnes I., Beveratos A. 83
40 Propagation non-linéaire d'impulsions femtosecondes dans une fibre optique à bande interdite à coeur solide – Kibler B., Martynkien T., Finot Ch., Szpulak M., Fatome J., Wojcik J., Urbanczyk W., Wabnitz S. 84
41 Détecter des photons dans les régions noires d'un faisceau Laguerre-Gauss ? – Klimov V.V., Bloch D., Ducloy M., Rios Leite J.R. 85

42 Transfert à très haute résolution d'une fréquence optique sur le réseau fibré de télécommunications – Lopez O., Kéfélian F., Jiang H., Chardonnet Ch., Santarelli G., Amy-Klein A. 86

43 Source de paires de photons intriqués en polarisation à 1310 nm basée sur un guide d'onde PPLN – Martin A., Issautier A., Herrmann H., Sohler W., Alibart A., Ostrowsky D.B., Tanzilli S. 87

44 Optomécanique expérimentale avec des micro-miroirs en silicium – Molinelli Ch., Kuhn A., Briant T., Cohadon P.-F., Heidmann A. 88

45 Mise en oeuvre expérimentale de la distribution quantique de clé par codage temporel à longueur d'onde télécom – Morin O., Fossier S., Debuisschert T. 89

46 Expérience de Hong-Ou-Mandel avec une source semiconductrice de photons jumeaux contrapropagatifs – Orieux A., Caillet X., Lemaître A., Sagnes I., Favero I., Leo G., Ducci S. 90

47 Dépendance en température de l'interaction de van der Waals entre atome et surface – Passerat de Silans T., Maurin I., Laliotis A., Ballin Ph., Chaves de Souza Segundo P., Saltiel S., Gorza M.-P., Ducloy M., Bloch D., De Sousa Meneses D., Echegut P. 91

48 Piégeage et refroidissement d'ions Sr+ – Removille S., Dubessy R., Dubost B., Glorieux Q., Coudreau T., Guidoni L., Likforman J.-P., Guibal S. 92

49 Spectre photonique de réseaux optiques bichromatiques – Rist S., Vignolo P., Morigi G. 93

50 Source de photons intriqués de faible largeur de raie à 1550 nm pour les communications quantiques – Smirr J.-L., Zaquine I., Mouret G., Busch P., Alléaume R., Diamanti E., Frey R. 94

51 Vers une première observation de la non-conservation de la parité dans les molécules, par spectroscopie laser – Stoeffler C., Darquié B., Shelkovnikov A., Daussy Ch., Lopez O., Amy-Klein A., Chardonnet Ch. 95

52 Étude de la génération de paires de photons intriqués en polarisation à l'aide d'un guide d'onde PPLN doublement polarisé périodiquement – Thyagarajan K., Lugani J., Ghosh S., Sinha K., Martin A., Ostrowsky D.B., Alibart A., Tanzilli S. 96

53 Corrélations optomécaniques entre deux faisceaux : vers le régime quantique – Verlot P., Tavernarakis A., Briant T., Cohadon P.-F., Heidmann A. 97

54 Influence de la dynamique des porteurs sur la génération d'impulsions THz par rectification optique d'impulsions laser intenses – Vidal S., Degert J., Oberlé J., Freysz E. . . . 98

55 Approche analytique de la génération d'impulsions THz accordables en fréquence avec des impulsions laser femtosecondes mises en forme – Vidal S., Degert J., Tondusson M., Oberlé J., Freysz E. 99

56 Contrôle de la fluorescence d'un nanocristal individuel par l'interaction avec des plasmons de surface – Vion C., Spinicelli P., Avoine A., Coolen L., Schwob C., Barthou C., Bénalloul P., Frigerio J.-M., Hermier J.-P., Maître A. . . . 100

57 Luminescence résolue en angle et en temps de nanocristaux de CdTeSe infiltrés dans des opales artificielles – Vion C., Avoine A., Barthou C., Bénalloul P., Schwob C., Coolen L., Gruzintev A., Emel'chenko G., Masalov V., Frigerio J.-M., Maître A. 101

58 Fibres microstructurées conçues pour la conception de sources non classiques de photons – Virally S., Corbeil J.-S., Slater J., Kudlinski A., Bouwmans G., Labonté L., Bussières F., Leduc M., Tittel W., Godbout N., Lacroix S. . . 102

59 Ensembles de microparticules dans un piège optique : études des interactions optiques à travers le mouvement du centre de masse commun – Barland S., Ben Ltaïf L., Roudon S., Lippi G.L. 103
60 Signature expérimentale de la thermalisation d'une onde optique lors de la génération de supercontinuum – Barviau B., Kibler B., Kudlinski A., Coen S., Millot G., Picozzi A. 104
61 Fibres optiques nanostructurées : de nouvelles perspectives pour la silice – Blanc W., Udé M., Trzesien S., Tahéraly M., Nguyen L., Dussardier B. 105
62 Gravimètre à atomes froids – Bodart Q., Merlet S., Malossi N., Landragin A., Pereira Dos Santos F. 106
63 Ressort optique dans les cavités désaccordées – Bondu F. . 107
64 Fonction de Transfert Généralisée d'un résonateur actif en semi-conducteur à base de micro-anneaux couplés – Boucher Y.G., Dumeige Y., Féron P. 108
65 Optimisation et caractérisations optiques d'un convertisseur Raman à base d'une fibre à cristal photonique à coeur creux remplie d'éthanol – Buy Ch., Lebrun S., Delaye Ph., Pauliat G., Roosen G. 109
66 Réduction du bruit de phase de vibrations en interférométrie atomique – Dolfo G., Trénec G., Büchner M., Vigué J. 110
67 Mesure des propriétés optiques de nanoparticules à transition d'état de spin – Dumergue M., Fouché O., Degert J., Freysz E., Palamarciuc T., Létard J.-F. 111
68 Combinaison de l'interférométrie atomique et des oscillations de Bloch : application à la détermination de la constante de structure fine alpha – Guellati-Khélifa S., Cladé P., Nez F., Julien L. 112
69 Jets atomiques ralentis spour l'interférométrie – Hamamda M., Dutier G., Perales F., Bocvarski V., Baudon J., Ducloy M. 113
70 Comment caractériser la dynamique des atomes froids dans un réseau optique ? – Hennequin D., Verkerk Ph. 114
71 Génération paramétrique dans une fibre à bande interdite photonique à coeur liquide – Huy M. C. P., Delaye Ph., Lebrun S., Frey R., Roosen G. 115
72 Mesure de l'interaction de Van der Waals par interférométrie atomique – Lepoutre S., Jelassi H., Trénec G., Büchner M., Vigué J., Lonij V., Cronin A. 116
73 Etude de particules d'or fonctionnalisées individuelles, biocompatibles – Loumaigne M., Nutarelli D., Débarre A. . . 117
74 Intérêt de la thermoluminescence dans l'étude des mécanismes de noircissement des fibres optiques actives – Mady F., Benabdesselam M., Trzesien S., Régnier E., Burov E. . 118
75 Spectroscopie ultra-rapide de l'activité optique de molécules chirales – Mangot L., Dorkenoo K. D. 119
76 Modulateur spatial de lumière pour les atomes froids : guidage dans un mode de Laguerre-Gauss – Mestre M., Diry F., Viaris de Lesqegno B., Pruvost L. 120
77 Réalisation de molécules photoniques dans un gaz froid de Na – Morizot O., Paiva R. R., Magalhães K. M. F., Bagnato V. S. 121
78 Luminescence de nanoparticules d'or étudiée par spectroscopie de corrélation de fluorescence à deux photons – Nutarelli D., Loumaigne M., Débarre A. 122
79 Résonances sub-Doppler supplémentaires autour des transitions d'absorption saturée de Cs à 388 nm : des dimères photo-associés en vapeur thermique ? – Passerat de Silans T., Maurin I., Laliotis A. 123
80 Solitons spectraux incohérents – Pitois S., Barviau B., Kibler B., Millot G., Picozzi A. 124
81 Transition localisation-délocalisation dans un mélange bosons-bosons – Schaff J.-F., Akdeniz Z., Mortessagne F., Sebbah P., Labeyrie G., Vignolo P. 125

82 Impulsions limitées par transformée de Fourier dans un oscillateur paramétrique optique contrapropagatif – Strömqvist G., Pasiskevicius V., Canalias C., Montes C. 126
83 Microsystèmes thermoactifs par microscopie biphotonique dans des élastomères nématiques – Sungur E., El Harrach H., Fort A., Dorkenoo K. D. 127
84 Thermalisation partielle d'ondes incohérentes – Suret P., Picozzi A., Jauslin H. R., Randoux S. 128

Résumés des contributions invitées

La localisation forte de la lumière par le désordre : application aux lasers aléatoires et aux instabilités de speckle

Patrick Sebbah
Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR 6622
Université de Nice-Sophia Antipolis, Nice, France
sebbah@unice.fr

Résumé : Dans un milieu désordonné ouvert, les modes propres peuvent être spatialement étendus ou localisés. Déterminer la nature des modes d'un tel système permet de proposer un mécanisme de transition du régime diffusif vers le régime de localisation forte, de comprendre l'origine des modes lasers en présence de gain ou encore de prédire la fréquence de battement de la figure de tavelure ou « speckle » au seuil de l'instabilité dans un milieu désordonné en présence d'une nonlinéarité de type Kerr. Des expériences dans le domaine de l'optique et des hyperfréquences et des simulations numériques illustreront ce propos.
Mots-clés : diffusion multiple, localisation forte, lasers aléatoires, instabilités de speckle

1. Introduction

Lorsqu'elle se propage dans un milieu ouvert désordonné, la lumière peut être diffusée, voire piégée par le désordre. La localisation forte de la lumière a été prédite dans les années 80 [1], par analogie avec la localisation des électrons proposée trente ans plus tôt par P. W. Anderson pour expliquer la transition métal-isolant dans les conducteurs métalliques [2]. La nature du transport est directement reliée à la nature des modes propres sous-jacents. Dans le régime diffusif, les modes s'étalent dans le milieu, alors qu'en régime de localisation forte, leur distribution spatiale décroît exponentiellement. Dans ce cas, le milieu diffusant offre des cavités naturelles à grand facteur de qualité qui piègent la lumière. En présence de gain, il est même possible d'observer un effet laser cohérent, l'effet « laser aléatoire », où la diffusion remplace les miroirs nécessaires au feedback [3]. En présence d'une nonlinéarité de type Kerr, cela peut donner lieu à une instabilité où l'image de speckle transmise à travers le milieu se met à fluctuer spontanément [4].
Après une présentation générale de la localisation d'Anderson illustrée par des expériences récentes dans le domaine de la lumière, des hyperfréquences, de l'acoustique ou encore des ondes de matière, je présenterai des résultats récents [4,5] sur la nature des modes propres d'un système ouvert diffusant, à la transition du régime de diffusion vers la localisation forte. Je montrerai ensuite comment ces modes propres du système passif déterminent dans certaines conditions le mode laser d'un laser aléatoire lorsque le milieu désordonné présente du gain [7,8]. Enfin, je montrerai comment ces modes du milieu désordonné linéaire peuvent être à l'origine d'un régime instable en présence d'une nonlinéarité de type Kerr et se traduire par une instabilité de speckle [9].

2. Quasimodes d'un système désordonné

Nous avons exploré numériquement la nature des modes d'un milieu ouvert désordonné bidimensionnel pour des systèmes dont on fait varier le contraste d'indice entre les diffuseurs et la matrice [6]. Nous avons obtenu les fonctions d'ondes associées pour des régimes allant de faiblement diffusifs à localisés. Nous avons mesuré leur extension spatiale, la distribution de leur phase et quantifié leur nature complexe grâce au paramètre de complexité, $q^2=\langle Im(\psi)^2\rangle/\langle Real(\psi)^2\rangle$. Ces quantités révèlent le changement de régime et la transition du régime diffusif vers le régime localisé. Nous mettons en évidence au voisinage de la transition l'existence de modes étendus spatialement et présentant plusieurs pics. C'est modes ont été observés récemment à une dimension dans des expériences en optique [10] et dans le domaine des microondes [5]. Ils sont interprétés en terme de couplage de modes localisés qui s'hybrident pour former des « modes perlés » et qui offrent des canaux naturels de diffusion à travers le milieu désordonné [6].

3. Lasers aléatoires

Dans un laser conventionnel, l'émission stimulée se produit sur les modes de la cavité à miroirs. Dans un « laser aléatoire » sans miroir, c'est la diffusion multiple qui retient la lumière dans la région à gain. Le retour vers le milieu à gain forcé par les diffuseurs aléatoirement distribués conduit à l'oscillation cohérente du mode de radiation, comme dans un laser conventionnel. Se pose alors la question fondamentale de la nature des modes lasers et de leur relation possible avec les modes du milieu ouvert en l'absence de gain.
Nous avons montré qu'au seuil laser, en régime monomode, le mode laser correspond à un mode propre -ou quasimode- du milieu passif. Ceci a été démontré en régime de diffusion extrême, lorsque les modes sont spatialement localisés par le désordre et présentent un facteur de qualité élevé, comme pour les modes d'une cavité Fabry-Perot [7]. C'est le gain qui vient sélectionné un mode propre du système. Mais cela reste vrai aussi en régime diffusif, lorsque les quasimodes ont une durée de vie très courte et sont spatialement étendus [8]. Cela a été démontré même en régime de très faible diffusion, lorsque seulement quelques diffuseurs sont présents dans le milieu [11]. Le problème se complique en régime multimode bien au dessus du seuil laser où la compétition entre modes et les effets de « hole burning » ne permettent plus de mettre simplement en relation les modes lasers d'un laser aléatoire avec les modes du système passif. On évoquera quelques résultats récents à ce sujet [12].

4. Instabilités de speckle

Les fluctuations d'intensité observées en transmission à travers un milieu désordonné résultent des interférences de la lumière issue des trajectoires de diffusion multiple. La figure de tavelure ou de "speckle" qui en résulte peut être vue comme une empreinte digitale de la configuration du désordre considérée. Elle est par exemple extrêmement sensible au déplacement d'un diffuseur ou au changement de longueur d'onde de la lumière incidente. Elle peut-être aussi sensible à l'intensité incidente si les diffuseurs présentent un effet Kerr. L'onde change l'indice des diffuseurs, ce qui a pour effet de modifier les trajectoires de diffusion et par conséquent les effets d'interférence. Dans certain cas, cette rétroaction du milieu sur la lumière peut entraîner une instabilité et la figure de speckle peut se mettre à osciller spontanément, même en l'absence de mouvement des diffuseurs. Cette instabilité dite "instabilité de speckle" a été prédite par Skypetrov et Maynard [4] en utilisant une théorie stationnaire self consistante. Nous présentons ici ce qui est à notre connaissance la première observation expérimentale de cet effet [9].
La démonstration est faite à deux dimensions dans une valve optique à cristaux liquides. Le faisceau d'un laser HeNe est diffusé transversalement par le milieu nématique dont l'indice de réfraction est modulé aléatoirement. L'effet Kerr réorientationnel fournit la nonlinéarité. Au dessus d'un certain seuil, la figure de speckle se met à osciller. A plus forte intensité, plusieurs fréquences apparaissent, puis l'instabilité évolue vers un régime de chaos. On démontre numériquement qu'au seuil, l'oscillation résulte du battement entre la fréquence d'excitation et la fréquence propre d'un mode du système linéaire, dans le cas d'une nonlinéarité rapide relativement au temps de diffusion dans le milieu. La sélection du mode est interprétée par analogie avec celle observée dans les lasers aléatoires.

5. Remerciements

Les travaux présentés ici ont été réalisés en collaboration avec Christian Vanneste, Fabrice Mortessagne, Olivier Legrand, Olivier Xéridat, Charles Poli et David Laurent (LPMC, Nice), Azriel Genack et Bing Hu (Queens College, NY), Hui Cao (Yale University), Stéfania Résidori, Umberto Bortolozzo et Florence Haudin (INLN, Nice).

Références

[1] S. John, Phys. Rev. Lett. 53, 2169 (1984).
[2] P.W. Anderson, Phys. Rev. 109, 1492 (1958).
[3] H. Cao, J. of Phys. A: Mathematical and General 38, 10497 (2005).
[4] S. E. Skypetrov and R. Maynard, Phys. Rev. Lett. 85, 736 (2000).
[5] P. Sebbah, B. Hu, J. M. Klosner, and A. Z. Genack, Phys. Rev. Lett. 96, 183902 (2006).
[6] C. Vanneste, P. Sebbah, Phys. Rev A 79, 041802(R) (2009).
[7] C. Vanneste, P. Sebbah, Phys. Rev. Lett. 87, 183903 (2001).
[8] C. Vanneste, P. Sebbah, and H. Cao, Phys. Rev. Lett. 98, 143902 (2007).
[9] P. Sebbah, U. Bortolozzo, F. Haudin, S. Residori, "Experimental observation of speckle instability in Kerr random media", en préparation.
[10] J. Bertolotti, S. Gottardo, D. S.Wiersma, M. Ghulinyan, and L. Pavesi, Phys. Rev. Lett. 94, 113903 (2005).
[11] X. Wu et al., Phys. Rev. A 74, 053812 (2006).
[12] H. E. Türeci, et al., Science 320, 643 (2008).
[13] U. Bortolozzo, S. Residori, A. Petrosyan, and J.P. Huignard, Opt. Commun. 263, 317 (2006).

Interprétation microscopique de la transmission extraordinaire optique

Philippe Lalanne[1,*], Jean-Paul Hugonin[1] et Haitao Liu[2]

1. Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, Campus Polytechnique, RD 128, 91127 Palaiseau cedex, France

2. Key Laboratory of Opto-electronic Information Science and Technology, Ministry of Education, Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300071, P. R. China.

** philippe.lalanne@institutoptiquet.fr*

Résumé : En 1998, une lettre [Nature **391**, 667] sur la transmission « extraordinaire » optique de membranes métalliques perforées par des trous plus petits que la longueur d'onde a fortement intéressé la communauté internationale. L'interprétation initiale attribuait cette transmission à l'excitation de plasmons au voisinage des trous. Cette interprétation s'est cependant heurtée à d'autres observations et calculs contradictoires, au moins en apparence. Ce problème a provoqué de nombreux travaux visant à interpréter finement les mécanismes physiques à l'origine de ce phénomène emblématique de la plasmonique.

Mots-clés : modélisation en électromagnétisme, diffraction, plasmons de surface

En 1998, une lettre [1] sur la transmission « extraordinaire » de membranes métalliques perforées par des trous plus petits que la longueur d'onde (voir figure) a fortement intéressé la communauté internationale. De quoi s'agit-il? Au sens large, la TEO est le phénomène emblématique de la plasmonique qui soulève le problème du confinement des photons dans de petits volumes. En particulier, elle montre qu'une membrane métallique optiquement opaque et perforée par une matrice de trous de dimension inférieure à $\lambda/2$ présente, sous certaines conditions, une transmission anormalement grande qualifiée "d'extraordinaire". Ce qualificatif se rapporte à plusieurs effets, le plus spectaculaire étant que la fraction de lumière transmise à la résonance est supérieure à la fraction en surface occupée par les trous, et ceci malgré le fait que les trous ne supportent pas de modes propagatifs. Autrement dit, à la résonance, chaque trou agit comme un entonnoir à photons qui collecte efficacement la lumière bien au-delà de son ouverture géométrique.

La publication originale de Thomas Ebbesen et de ses collègues [1] a attribué l'effet d'entonnoir à l'exaltation de plasmons polaritons de surface, c'est-à-dire à des ondes confinées sur les surfaces supérieures et inférieures du film métallique qui mettent en jeu des excitations collectives de millions d'électrons du métal. Bien que plausible, cette explication n'est pas apparue complètement convaincante, car le phénomène de l'EOT a été rapidement reproduit à des énergies beaucoup plus petites, où l'excitation des plasmons de surface est très peu efficace. La communauté s'est alors passionnée pour cet effet et a alors rivalisé d'imagination pour confirmer ou infirmer l'hypothèse initiale par de nombreux modèles théoriques et de nombreuses expériences.

Si les théories électromagnétiques de la diffraction par des réseaux métalliques (pourtant initiées depuis le début des années 60) permettent dès 2000 de reproduire par le calcul l'observation originale, avec le recul force est de constater que ces théories n'étaient pas mûres pour discuter la physique du phénomène. En effet ces théories et modèles reposent tous sur une description macroscopique utilisant des descriptions modales (modes de Rayleigh ou modes de Bloch dans les trous), et les ondes qui véhiculent l'énergie entre les trous en sont complètement absentes.

L'exposé va reprendre ces approches que je qualifie de macroscopiques, va expliquer pourquoi les théories classiques [2] ne permettent pas d'expliquer le phénomène de la TEO, avant d'apporter un éclairage vraiment décisif grâce à un modèle microscopique qui donne une interprétation directe de la nature des ondes de surfaces responsables de l'effet d'entonnoir.

En effet, ce modèle [3-4] repose intrinsèquement sur les ondes de surface responsables de l'effet d'entonnoir et permet d'établir pour la première fois une formule analytique de la transmission. Non seulement il corrobore les résultats connus des théories plus classiques, mais il les explique. Par exemple, le modèle microscopique explique comment le mode de Bloch des surfaces supérieure et inférieure se forme à la résonance et en quelque sorte, pourquoi il existe. A l'échelle mésoscopique, la TEO est alors appréhendée comme un phénomène cohérent qui rassemble sur chaque trou l'énergie électromagnétique générée en surface par des dizaines de trous voisins, avant de transférer cette énergie par effet tunnel vers la seconde surface.

Références

[1] T. W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio and P.A. Wolff, "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays", Nature **391**, 667-669 (1998).

[2] R. Petit, *Electromagnetic theory of gratings*, Spinger-Verlag Berlin (1980).

[3] H.T. Liu and P. Lalanne, "Microscopic model for the extraordinary optical transmission", Nature **452**, 728–731 (2008).

[4] H.T. Liu and P. Lalanne (en préparation).

Effets spatio-temporelles et lumière lente dans les valves optiques

Stefania Residori[1,*], Umberto Bortolozzo[1,2] et Jean-Pierre Huignard[3]
1. INLN, Université de Nice-Sophia Antipolis, CNRS, 1361 route des Lucioles, 06560 Valbonne, France
2. Faculté des Sciences Mathématiques, Physiques et Naturelles, Université de Vérone, Cà Vignal 2, Strada le Grazie 15, Vérone, Italie
3. Thales Research & Technology, RD 128, 91767 Palaiseau, France
** Stefania.Residori@inln.cnrs.fr*

Résumé : Dans une valve optique constituée par l'association des cristaux liquides avec un cristal photoréfractif, nous réalisons des expériences de mélange à deux ondes qui permettent d'obtenir l'amplification optique. Dans une cavité, la valve agit comme milieu de gain et engendre un champ de cavité qui est spontanément amplifié à partir du bruit. La dynamique spatio-temporelle de ce champ est très complexe et caractérisée par une statistique non Gaussienne. Quand le mélange à deux ondes se fait avec une impulsion, les propriétés dispersives associée au gain permettent d'obtenir la lumière lente, avec des vitesses de groupe très petites, et supraluminique.

Mots-clés : dynamiques spatio-temporelles, lumière lente, mélange d'ondes, holographie adaptive

1. Introduction

Les valves optiques sont des dispositifs très attractifs, qui permettent de contrôler la forme des faisceaux et de produire, sur une large section transverse, de distribution arbitraires et reconfigurables d'indice de réfraction. Dans ce papier, nous allons montrer des expériences où les valves optiques sont utilisées comme milieux non linéaires pour l'étude des phénomènes fondamentaux, comme l'amplification optique dans une cavité et la dynamique spatio-temporelle associée. Un autre aspect fondamental que nous allons présenter est celui de la lumière lente et supraluminique que nous pouvons obtenir en exploitant les fortes propriétés dispersives du mélange d'ondes dans les valves optiques.

2. Mélange à deux ondes dans la valve optique

La valve optique à cristal liquide associe un film mince de cristal liquide nématique (14 microns d'épaisseur) avec un cristal photoréfractif de $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO) [1] (1 mm d'épaisseur) qui agit comme une paroi de la cellule, l'autre paroi étant une fenêtre en verre. Dans ce dispositif, la grande photosensitivité vient des propriétés photoconductrices du BSO, alors que le grand effet électro-optique est dû à la forte biréfringence des cristaux liquides. Puisque le BSO est transparent dans l'intervalle du visible, la valve fonctionne en transmission et nous pouvons ainsi effectuer aisément des expériences de mélange d'ondes [1,2].

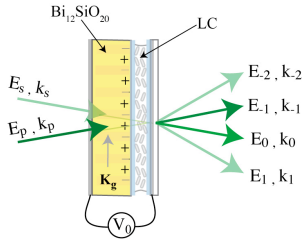


Fig. 1 : Représentation schématique du mélange à deux ondes dans la valve optique : un faisceau de pompe et un faisceau signal à plus faible intensité sont envoyés sur la paroi BSO de la valve. Les deux faisceaux produisent une figure d'interférence et, à cause de la réorientation moléculaire induite, un réseau d'indice de réfraction est crée en correspondance dans le film de cristal liquide. A la sortie de la valve, une partie des photons de la pompe sont transférés dans les directions multiples permises par la diffraction de Raman-Nath.

Un faisceau pompe et un faisceau signal sont envoyés sur la valve. Les deux faisceaux, qui sont élargis et collimatés, vont interférer sur le BSO où ils donnent lieu à un réseau de franges. En correspondance, un réseau d'indice de réfraction est crée dans le film de cristaux liquides. Puisque le film nématique est mince par rapport au pas de franges, qui est typiquement de 100 microns, le couplage des ondes a lieu dans le régime de diffraction de Raman-Nath et plusieurs ordres diffractés sont présents à la sortie de la valve. Une partie des photons de la pompe sont transférés sur les ordres diffractés. Les ordres 0,+1,± 2, ... ± m correspondent aux signaux qui reçoivent de la pompe plus des photons de ceux qu'ils cèdent, alors que l'ordre m=-1est le faisceau de pompe qui, même si partiellement vidée, maintient une intensité beaucoup plus élevées que les autre faisceaux. Si on définit comme $G_m=|E_m|^2/I_{in}$ le gain pour chaque ordre m, nous avons que l'amplitude de chaque ordre diffracté est $E_m=\sqrt{G_m}e^{i\varphi_m}$, où φ_m est le retard de phase du au mélange à deux ondes dans la valve optique. Le signal à la sortie sur l'ordre m=0 est amplifié avec un gain $G_0>1$.

3. Résonateur optique

En utilisant l'amplification fournie par le mélange à deux ondes, nous avons réalisé une cavité où la valve agit comme milieu de gain [3]. Si les pertes de cavité son suffisamment petites, un champ de cavité est spontanément engendré dans le résonateur. Grâce à la grande section transverse de la valve, un nombre très grand de modes interagissent dans le milieu non linéaire donnant lieu à une dynamique spatio-temporelle très complexe caractérisée par une statistique non Gaussienne.

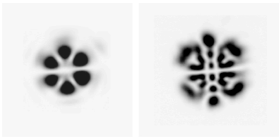


Fig.2 : Instantanées de la distribution transverse d'intensité pour différents régimes dynamiques du résonateur employant la valve optique comme milieu de gain.

3. Lumière lente et supraluminique

Pour obtenir la lumière lente et supraluminique, le mélange à deux ondes est réalisé en envoyant sur la valve un faisceau de pompe continu et un signal sous la forme d'une impulsion lumineuse. Le mélange est non dégénère, c'est-à-dire, le signal et la pompe ont un petite décalage de fréquence. En exploitant les propriétés de dispersion associées à la petite bande de fréquence du mélange à deux ondes, nous pouvons obtenir la lumière lente ainsi que supraluminique [4]. Des retards différents sont observés selon les différents ordres diffractés à la sortie de la valve et selon le décalage de fréquence entre la pompe et le signal. De vitesses de groupe aussi petites que 0.13 mm/s sont observées.

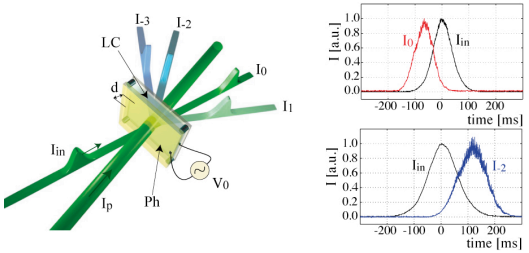


Fig. 3 : A gauche, représentation schématique de l'expérience pour obtenir la lumière lente et supraluminique. A droite, dépendance temporelle des impulsions sur l'ordre m=0 (en haut) et m=-2 (en bas), montrant respectivement l'anticipation et le ralentissement par rapport au signal d'entrée I_{in}.

Références

[1] A. Brignon, I. Bongrand, B. Loiseaux, and J.P. Huignard, "Signal-beam amplification by two-wave mixing in a liquid-crystal light valve", *Opt. Lett.* **22**, 1855 (1997).
[2] U. Bortolozzo, S. Residori and J.P. Huignard, "Enhancement of the two-wave-mixing gain in a stack of thin nonlinear media by use of the Talbot effect", *Opt. Lett.* **31**, 2166-2168 (2006).
[3] U. Bortolozzo, A. Montina, F.T. Arecchi, J.P. Huignard and S. Residori, "Spatiotemporal pulses in a liquid crystal optical oscillator", *Phys. Rev. Lett.* **99**, 023901-4, (2007).
[4] S. Residori, U. Bortolozzo, and J.P. Huignard, "Slow and fast light in liquid crystal light valves", *Phys. Rev. Lett.* **100**, 203603 (2008).

Localisation d'Anderson d'ondes de matière dans un potentiel désordonné contrôlé

V. Josse, J. Billy, Z. Zuo, A. Bernard, B. Hambrecht, P. Lugan,
D. Clément, L. Sanchez-Palencia, P. Bouyer et A. Aspect

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (LCFIO), CNRS and Univ. Paris-Sud
Campus Polytechnique, RD 128, F-91127 Palaiseau cedex, France
⋆ vincent.josse@institutoptique.fr

Résumé : Nous avons observé récemment la localisation d'Anderson d'ondes de matière : les atomes se propageant dans un guide sont stoppés net en présence de désordre, même très faible. Le potentiel désordonné utilisé est un champ de tavelures optiques (*"speckle"*) dont on sait contrôler précisément les paramètres. De ce fait un très bon accord est obtenu avec les calculs théoriques menés *ab initio*. Cette expérience est donc prometteuse en vue de l'étude de la localisation en dimension supérieure (2D, 3D) ou en présence d'interactions
Mots-clés : Localisation d'Anderson, atomes ultra-froids.

Le phénomène de la localisation d'Anderson [1], prédit initialement en 1958 par P.W. Anderson dans le domaine de la matière condensée pour expliquer les modifications du transport électronique en présence d'impuretés, est en fait commun à tous les types d'ondes se propageant dans un milieu désordonné, qu'elles soient électroniques ou non. Depuis le début des années 90, cette localisation exponentielle a été démontrée avec différents types d'ondes (lumineuses, micro-ondes, acoustiques...). Celle-ci n'a cependant été observée directement avec des ondes de matière que très récemment [2, 3].

Pour les expériences réalisées à Orsay [2], l'onde de matière est issue d'un condensat de Bose Einstein et se propage le long d'un guide optique en présence de désordre (voir Fig.1). Le potentiel désordonné est créé par un champ de tavelures optique (speckle) ayant une taille de grain très fine ($< 1\,\mu$m). Son amplitude est suffisamment faible de sorte que les atomes ne peuvent être stoppés par une réflexion classique sur une simple barrière ; l'arrêt de l'expansion ne peut donc résulter que des interférences destructives entre les multiples réflexions quantiques dues aux modulations du potentiel.

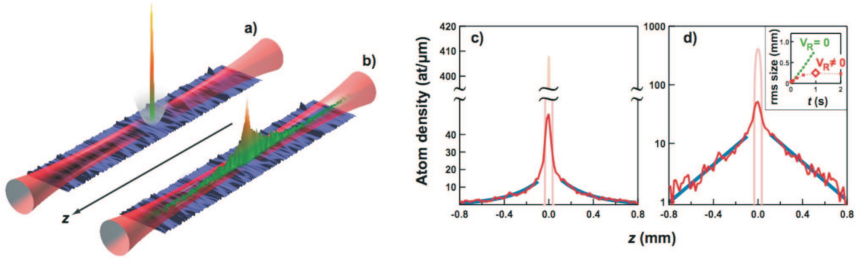


Fig. 1: a) et b) : principe de l'expérience. Un condensat est initialement créé puis autorisé à se propager le long d'un guide optique unidimensionnel en présence de désordre. c) et d) : Décroissance exponentielle des profils stationnaires de densité atomique en échelle linéaire (c) et semi-log (d).

En imageant directement les profils de densités pour différents temps d'évolution en présence de désordre, nous observons que l'introduction d'un faible désordre stoppe net l'onde de matière : un profil stationnaire se forme et sa décroissance est exponentielle, signature emblématique de la localisation d'Anderson. Les longueurs de localisation extraites de ces profils (voir Fig. 2) sont en très bon accord avec les calculs menés *ab initio* [4]. En outre, nous observons un "seuil effectif de mobilité" dû aux propriétés de corrélations particulières du désordre créé par un speckle : lorsque l'énergie cinétique des atomes en expansion dépasse un certain seuil, la forme du profil localisé n'est plus exponentiel mais algébrique. Là encore ces observations sont en accord avec les prédictions théoriques.

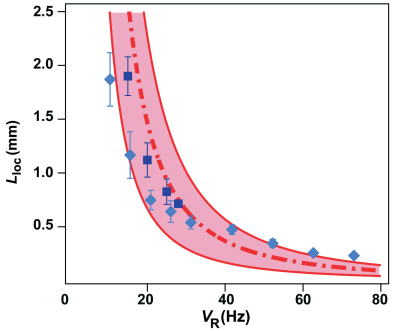


Fig. 2: Longueur de localisation en fonction de l'amplitude du désordre V_R. Les losanges (bleu clair) et les carrés (bleu foncés) correspondent à deux extensions différents du speckle (répartition d'intensité gaussienne de waist 1.8 et 5.3 mm respectivement). La courbe pointillée correspond aux prédictions théoriques suivant [4] et les courbes en trait plein représentent les incertitudes liées aux déterminations des paramètres expérimentaux.

Au final, cette expérience démontre que les atomes froids peuvent être utilisés efficacement pour étudier la propagation quantique d'onde de matières en présence de désordre. Cette méthode pourra ainsi être étendue à l'avenir à des situations plus complexes (par exemple en dimension supérieure ou en présence d'interactions) où subsistent encore des interrogations théoriques.

Références

[1] P. W. Anderson, Phys. Rev. **109** 1492 (1958).

[2] J. Billy *et al.*, Nature **453**, 891 (2008).

[3] G. Roati. *et al.*, Nature **453**, 895 (2008).

[4] L. Sanchez-Palencia *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 210401 (2007).

Ondes scélérates optiques
et autres manifestations extrêmes dans les fibres optiques

Kamal Hammani,[1] Christophe Finot,[1] Bertrand Kibler,[1] John M. Dudley,[2] et Guy Millot[1]
[1] *Institut Carnot de Bourgogne, UMR 5209 CNRS-Université de Bourgogne, 21078 Dijon, France*
[2] *Institut FEMTO-ST, UMR 6174 CNRS-Université de Franche-Comté, Besançon*
christophe.finot@u-bourgogne.fr

Résumé : Nous présentons divers exemples d'évènements rares optiques qui peuvent apparaître lors de la propagation d'impulsions dans des fibres optiques. Ainsi, différents types de structures optiques se démarquant très nettement du comportement statistique moyen ont été mis en évidence dans les processus de génération de supercontinua optiques ainsi que dans les phases d'amplification paramétrique ou Raman.

Mots-Clés : Optique non-linéaire, fibres optiques, évènements rares

1. Introduction

Les fibres optiques représentent un support privilégié pour tester un grand nombre de concepts fondamentaux de la physique non-linéaire. Elles ont ainsi permis la mise en lumière des dynamiques solitoniques ou bien autosimilaires. Plus récemment, il a été suggéré que des comportements rares pouvaient également être observés dans les fibres optiques, permettant alors de dresser un parallèle avec le domaine hydrodynamique où surgissent des vagues scélérates au potentiel destructeur redoutable [1]. L'existence de ces vagues d'amplitude anormalement élevée n'a été scientifiquement prouvée qu'en 1995 avec l'enregistrement de la vague Draupner dotée d'une hauteur de 26 m. La rareté de ces évènements compliquant fortement leur étude en milieu naturel, toute analogie permettant de mieux cerner leur évolution présente un enjeu fort. C'est dans ce contexte que se développe un regain d'intérêt pour l'étude statistique dans les fibres des comportements optiques dit extrêmes, c'est-à-dire déviant fortement des lois gaussiennes habituellement utilisées.

Les premières études ont été réalisées dans le domaine de la génération de supercontinua optiques : des impulsions initiales picosecondes envoyées dans des fibres optiques microstructurées s'élargissent spectralement de manière importante. L'interaction entre la dispersion anormale, la non-linéarité et la réponse intrapulse Raman conduit à l'émergence de solitons femtosecondes qui se décalent progressivement vers les basses fréquences. Après filtrage de ces impulsions, les puissances crêtes observées peuvent varier significativement, la distribution enregistrée s'écartant significativement d'une tendance gaussienne [1, 2]. Le profil de dispersion chromatique de la fibre ou bien la présence d'un germe optique sont deux facteurs qui influencent profondément cette dynamique, comme l'ont montré de récentes études [2-4].

Mais l'apparition de ces statistiques extrêmes n'est pas limitée à la génération de supercontinua optiques et nous avons pu montrer qu'elles peuvent également être observées sous certaines conditions dans des amplificateurs à fibre, que ce soit des amplificateurs reposant sur l'instabilité modulationnelle [5] ou bien l'effet Raman [6]. Pour illustrer ces résultats, nous présentons ici une analyse menée dans un amplificateur Raman fibré adapté aux contraintes des télécommunications optiques.

2. Mise en évidence expérimentale de l'émergence d'évènements extrêmes

Nous avons amplifié un signal continu à 1550 nm dans une fibre optique hautement non-linéaire d'une longueur de 500 mètres pompée de manière copropagative par un laser Raman partiellement incohérent. En sortie du dispositif expérimental, le signal amplifié présente des pics significatifs dont l'amplitude peut atteindre plusieurs dizaines de fois la valeur moyenne du signal (Fig. 1a).

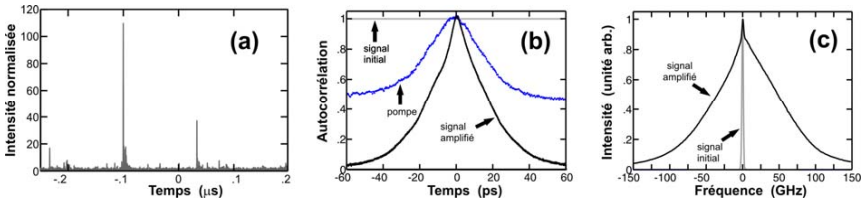


Fig. 1 : (a) Évolution temporelle du signal initialement continu après amplification (enregistrements réalisés sur une photodiode et un oscilloscope ayant une bande passante du GHz) (b) Comparaison des autocorrélations en intensité de la pompe, du signal avant et après amplification. (c) Comparaison des spectres optiques avant et après amplification

Pour mieux caractériser les propriétés temporelles de ces structures, nous avons également enregistré les signaux d'autocorrélation en intensité (Fig. 1b). La nature du signal change alors radicalement après la phase d'amplification, passant d'une caractéristique continue à une caractéristique marquée par un contraste important. Nous pouvons également constater que les propriétés du signal amplifié se distinguent facilement des propriétés de la pompe partiellement incohérente dont le contraste ½ est en accord avec l'hypothèse d'une phase aléatoire entre les différentes composantes spectrales de la pompe [5, 6]. Notons également l'élargissement spectral significatif subi par le signal durant la phase d'amplification (Fig. 1c).

3. Distribution statistiques des évènements et simulations numériques

Afin de connaître la distribution statistique du signal amplifié, nous avons remplacé le signal continu par un signal impulsionnel picoseconde. Alors que le signal initial présente très peu de fluctuations (Fig. 2a1), en sortie de l'amplificateur (Fig. 2a2), la variation de la puissance des impulsions est manifeste. L'utilisation d'une photodiode couplée à un oscilloscope numérique de grande bande passante nous permet d'enregistrer quantitativement la probabilité des différentes puissances crêtes. Les résultats expérimentaux représentés Fig. 2b indiquent une distribution suivant une loi proche d'une exponentielle décroissante lorsque représentée sur une échelle semi-logarithmique. Un tel comportement déviant fortement d'une distribution gaussienne est caractéristique des phénomènes extrêmes. Une telle tendance est confirmée par une analyse numérique du problème basée sur l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée. Cela nous a également permis d'identifier clairement les facteurs à l'origine de ces fluctuations marquées : dans notre amplificateur, en raison de la faible différence de vitesse de groupe entre la pompe et le signal, l'incohérence de la pompe et ses fluctuations d'intensité sont exponentiellement transmises au signal à travers le gain Raman quasi-instantané. L'élargissement spectral observé est quant-à-lui imputable à la modulation de phase croisée exercée par la pompe sur le signal.

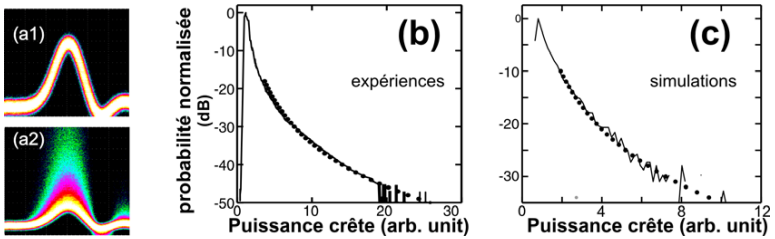


Fig. 2 : (a) Comparaison des signaux impulsionnels avant (a1) et après (a2) amplification (enregistrements réalisés sur un dispositif avec bande passante de 50 GHz) (b-c) Comparaison des distributions statistiques des puissances crêtes des impulsions après amplification : résultats expérimentaux (b) et numériques (c). Les résultats sont comparés avec un ajustement par une exponentielle décroissante (sur une échelle semilogarithmique, cercles noirs)

4. Conclusion

Nous avons démontré à travers l'exemple d'un amplificateur Raman fonctionnant en régime de dispersion normal, que l'apparition de statistiques dites extrêmes n'est pas exclusivement restreinte aux systèmes supportant des solitons ou bien des phénomènes d'instabilité modulationnelle. Il n'est ainsi pas requis d'utiliser une fibre microstructurée favorable à la génération de supercontinua et des évènements rares et intenses peuvent également se manifester dans des systèmes courants de télécommunications à fibres optiques. L'analyse spectro-temporelle nous a permis de confirmer que dans cette situation, l'origine de ce comportement se situait dans le transfert exponentiel et instantané des fluctuations de la pompe sur le signal. L'élargissement spectral constaté peut être exploité pour isoler les structures les plus extrêmes [6].

5. Références

[1] D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, and B. Jalali, "Optical rogue waves," *Nature*, vol. 450, p. 1054, 2007.
[2] G. Genty, J. M. Dudley, and B. J. Eggleton, "Modulation control and spectral shaping of optical fiber supercontinuum generation in the picosecond regime," *Appl. Phys. B*, 2008.
[3] B. Kibler, C. Finot, and J. M. Dudley, "Soliton and rogue wave statistics in supercontinuum generation in photonic crystal fibre with two zero dispersion wavelengths," *Eur. Phys. J. Special Topics*, vol. 173, pp. 273-279, 2009.
[4] D. R. Solli, C. Ropers, and B. Jalali, "Active control of Rogue Waves for stimulated supercontinuum generation," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, p. 233902, 2008.
[5] K. Hammani, C. Finot, and G. Millot, "Emergence of extreme events in fiber-based parametric processes driven by a partially incoherent wave," *Opt. Lett.*, vol. 34, pp. 1138-1140, 2009.
[6] K. Hammani, C. Finot, J. M. Dudley, and G. Millot, "Optical rogue-wave fluctuations in fiber Raman amplifiers," *Opt. Express*, vol. 16, pp. 16467-16474, 2008.

Dynamique de spins excités par des impulsions laser

Jean-Yves Bigot
Institut de Physique et Chimie des Matériaux de Strasbourg
Département d'Optique ultra-rapide et Nanophotonique
UMR7504, CNRS - Université de Strasbourg
bigot@ipcms.u-strasbg.fr

Résumé : La magnéto-optique résolue en temps permet d'explorer la dynamique des spins dans la matière condensée avec une résolution temporelle femtoseconde. Nous considérerons l'interaction entre des impulsions laser femtosecondes et des matériaux ferromagnétiques montrant que l'on peut étudier une variété de processus physiques. L'interaction spin-orbite se manifeste dans la réponse cohérente. L'anisotropie magnéto-cristalline est modifiée à l'échelle sub-picoseconde. La précession et l'amortissement de l'aimantation sont observées en temps réel sans champ magnétique radio-fréquence jusqu'à une nanoseconde. La propagation de domaines magnétiques est également accessible par microscopie Kerr magnéto-optique confocale avec des résolutions temporelle et spatiale de 150 fs et 300 nm.
Mots-clés : Photonique de spin, dynamique d'aimantation, impulsions laser femtosecondes.

1. Introduction : Photonique de spins et Femtomagnétisme

Les développements scientifiques et techniques dans le domaine du stockage et de la lecture de l'information sur des supports magnétiques s'orientent vers de nouvelles approches où les photons pourraient jouer un rôle important. La photonique de spins devient ainsi une alternative intéressante à l'électronique de spins. En particulier l'utilisation d'impulsions laser femtosecondes, pour effectuer des mesures magnéto-optiques, permet d'étudier les mécanismes de relaxation qui président au renversement de l'état d'aimantation de films ferromagnétiques ou de nanostructures comme des plots magnétiques ou nanoparticules super-paramagnétiques. Il est en effet important de comprendre comment, et en combien de temps, l'état d'aimantation peut être renversé d'une direction à l'autre selon un axe déterminé par le champ effectif du matériau considéré. Dans ce contexte une méthode expérimentale très puissante est la magnéto-optique Kerr ou Faraday à l'échelle femtoseconde (femtomagnétisme) [1,2]. Elle permet en effet d'étudier la dynamique d'aimantation dans une gamme de temps multi-échelle qui va de quelques femtosecondes à quelques nanosecondes. Les processus dynamiques importants qui sont observables sont multiples. L'interaction cohérente spins-photons se produit pendant l'impulsion laser [3], typiquement en quelques dizaines de femtosecondes. La thermalisation des spins, qui sont initialement excités très loin de leur état fondamental près du niveau de Fermi, se produit en quelques centaines de femtosecondes [4]. La trajectoire de l'aimantation, qui est mise hors équilibre par une impulsion lase,r dépend initialement de l'anisotropie du système qui devient une quantité dépendante du temps lors de la relaxation d'énergie entre électrons et réseau en quelques picosecondes [5]. Cette trajectoire se développe ensuite en un mouvement de précession amorti et peut être reconstruite dans les directions de l'espace [6].

2. Interaction cohérente entre spins et photons et thermalisation des spins

Nous avons réalisé des mesures Kerr et Faraday magnéto-optiques avec des impulsions de 48 fs de durée, avec une longueur d'onde de 800 nm, obtenues à partir d'un laser Titane Saphir amplifié à 5 kHz.

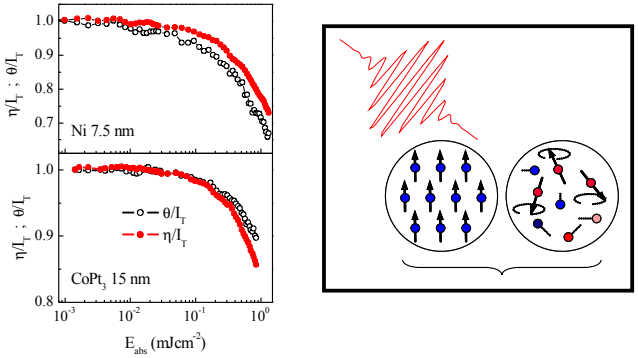


Figure 1 : Réponse Kerr magnéto-optique d'un film ferromagnétique de nickel et $CoPt_3$ excités par des impulsions laser de 48 fs, en fonction de l'énergie absorbée (gauche). Interaction cohérente entre une impulsion laser femtoseconde et des spins (droite).

La figure 1 montre la rotation θ et l'ellipticité η Kerr magnéto-optiques normalisées à l'intensité transmise I_T par des films de nickel (aimantation dans le plan du film) et $CoPt_3$ (aimantation perpendiculaire au plan du film). Les quantités sont comparées à leurs valeurs obtenues à faible intensité. La dépendance en fonction de l'énergie de photon absorbée E_{abs} de θ et η montre que la réponse magnéto-optique est non-linéaire pendant la propagation de l'impulsion ultra-brève. Ces mesures révèlent un couplage cohérent entre la polarisation de charge, induite par les photons, et l'aimantation du système. Comme l'impulsion est polarisée linéairement avant l'échantillon on peut exclure l'explication de ce phénomène par un effet Faraday inverse. Nous pensons qu'il trouve sont origine dans le couplage spin-orbite en champ intense où le potentiel vu par les électrons n'est pas simplement celui dû au potentiel cristallin mais également à celui qui est induit par l'impulsion laser. Ce processus auto-induit démontre la nature cohérente du transfert de moment angulaire entre les photons et les spins qui préside à la désaimantation du matériau [3]. Il peut être expliqué dans le cadre de l'électrodynamique quantique relativiste.

3. Dynamique de plots magnétiques : microscopie Kerr confocale magnéto-optique femtoseconde

Nous avons induit un renversement d'aimantation sur des films de CoPt/verre et $CoPt_3$/Sapphir en utilisant un microscope Kerr magnéto-optique confocal femtoseconde. Ce microscope permet également de réaliser des mesures différentielles pompe-sonde (technique MOPPI : Magneto Optical Pump Probe Imaging). La résolution spatiale est de 300 nm et la résolution temporelle de 150 fs. Le taux de répétition est de 5 kHz (laser Ti :S amplifié) ou 150 MHz (laser à fibre dopée erbium).

La figure 2 représente les images MFM (Magnetic Force Microscopy) de plots et structures caractéristiques de films de cobalt platine obtenues avec des densités d'énergie laser différentes pour des substrats en verre (a et b) ou en saphir (c et d). La structure en forme de labyrinthe est caractéristique des films épitaxiés et due à l'interaction dipolaire dans un système multi-domaine. Dans le cas des films poly-cristallins selon la densité d'énergie absorbée on peut contrôler l'écriture d'un seul domaine (diamètre de 150 nm dans le cas présent) de dimension inférieure à la résolution optique du microscope magnéto-optique.

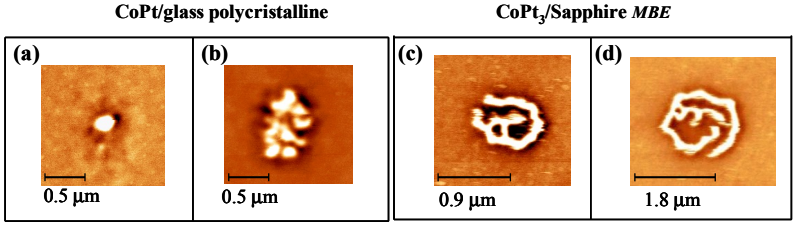


Figure 2 : Images du renversement d'aimantation induite avec des impulsions laser de 150 fs.
Les images MFM correspondent à des densités d'énergie différentes de 4mJcm^{-2} (a et c) et 8mJcm^{-2} (c et d).

En conclusion, la photonique de spin réalisée avec des impulsions laser femtosecondes présente à la fois un intérêt fondamental pour la compréhension des mécanismes de relaxation de l'aimantation dans des matériaux magnétiques. Elle permet aussi d'envisager des applications pour le contrôle de l'information à très haute fréquence et avec des densités comparables à celles actuellement obtenues sur des supports magnétiques utilisés dans les disques durs.

Références

[1] E. Beaurepaire, J.-C. Merle, A. Daunois, J.-Y. Bigot, Phys. Rev. Lett. **76**, 4250-4253 (1996).
[2] J.-Y. Bigot, C. R. Acad. Sci. Ser. IV (Paris), **2**, 1483-1504 (2001).
[3] J.-Y. Bigot, M. Vomir, E. Beaurepaire, Nature Physics **5**, 515 - 520 (2009)
[4] L. Guidoni, E. Beaurepaire, J.-Y. Bigot; Phys. Rev. Lett., **89**, 17401 (2002).
[5] J.-Y. Bigot, M. Vomir, L.H.F. Andrade, E. Beaurepaire, Chem. Phys. **318**, 137 (2005).
[6] M. Vomir, L.H.F. Andrade, L. Guidoni, E. Beaurepaire, J.-Y. Bigot, Phys. Rev. Lett. **94**, 237601 (2005).

Développements récents en cryptographie quantique : nouvelle génération de systèmes et de protocoles, réseaux de distribution quantique de clés, industrialisation

Romain Alléaume[1,2,⋆], Aurélien Bocquet[1], Eleni Diamanti[1], Robert Frey[1], Paul Jouguet[1], Anthony Leverrier[1], Damian Markham[1], Gérard Mouret[1], Jean-Loup Smirr[1], Isabelle Zaquine[1]

1. Institut Télécom - Télécom ParisTech & CNRS - LTCI, 37 rue Dareau, 75014 Paris, France
2. SeQureNet SARL, 37 rue Dareau, 75014 Paris, France
⋆ romain.alleaume@telecom-paristech.fr

Résumé :
Vingt-cinq ans après son apparition, la cryptographie quantique poursuit son essor. Elle entre aujourd'hui dans un cycle nouveau de son évolution. Nous présenterons plusieurs développements récents dans lesquels notre équipe de recherche est ou a été fortement impliquée, allant du développement du premier réseau européen de distribution quantique de clés, au déploiement de la plateforme Sécurité Quantique que nous mettons sur pieds à Telecom ParisTech, consacrée à l'évaluation et au renforcement de la sécurité des crypto-systèmes quantiques.
Mots-clés : communications quantiques, réseaux quantiques, QKD, évaluation cryptographique.

1 Introduction

Loin de se tarir, 25 ans après la naissance de la cryptographie quantique, l'invention du premier protocole de distribution quantique de clés et la publication de l'article BB84 [1], les efforts de recherche et les avancées dans le domaine de la cryptographie quantique se poursuivent à un rythme soutenu [2, 3, 4]. Première technologie issue de l'information quantique à tenter la transition vers les applications industrielles, la distribution quantique de clés semble néanmoins à la croisée des chemins : elle doit trouver sa place au sein des technologies de sécurité et se trouve confrontée à des nouveaux défis liés notamment à la possibilité de prouver la sécurité "pratique" des implémentations [5]. L'un des intérêts de cette évolution est de s'accompagner de l'émergence de problèmes nouveaux et stimulants, relevant de la recherche appliquée tout comme de la recherche fondamentale.

2 De la cryptographie quantique à la sécurité

Il semble tout d'abord qu'une formalisation plus rigoureuse des hypothèses de sécurité, de leur discussion et de leur articulation avec les outils et concepts utilisés en cryptographie classique soit devenue indispensable. Nous avons travaillé, au sein du consortium du projet SECOQC, à promouvoir une telle approche et à chercher à mieux comprendre la place de la distribution quantique de clés par rapport aux autres solutions issues de la cryptographie classique [6, 7]. Il est cependant motivant de constater que si la cryptographie quantique doit, pour progresser, s'aguerrir aux techniques et concepts de la cryptographie dite "classique", certains concepts fondamentaux de l'information quantique, comme l'intrication et les tests de Bell ouvrent à l'inverse la perspective d'analyser avec plus de rigueur et avec des garanties théoriques plus fortes la sécurité de crypto-systèmes matériels dont les principes de base reposent sur les phénomènes modélisables dans le cadre de l'optique quantique : générateur aléatoire quantiques ou systèmes de distribution quantique de clés [8].

A travers le projet "Sécurité Quantique", soutenu par Télécom ParisTech et par la Fondation Télécom, nous mettons en place un laboratoire centré sur les questions de la sécurité matérielle des crypto-systèmes quantiques, et entamons un programme de recherche consacré à l'évaluation de sécurité de tels crypto-systèmes, à travers l'étude des attaques et le développement de contre-mesures. Nous travaillons également à une formalisation et à la standardisation de critères de sécurité, avec comme objectif de contribuer à rendre les crypto-systèmes quantiques certifiables, ce qui apparaît comme une condition nécessaire pour la croissance d'un marché pérenne pour les systèmes de distribution quantique de clés.

Nous menons par ailleurs, en collaboration avec l'équipe de Philippe Grangier, une activité de recherche portant sur le développement de nouveaux protocoles de distribution quantique de clés avec des variables continues [9, 10] ouvrant la voie à une nouvelle génération de systèmes capable d'atteindre, avec des variables quantiques continues, des performances comparables à celles qui étaient l'apanage des variables discrètes, tout en conservant l'avantage important de ne pas nécessiter de travailler avec les détecteurs spécifiques nécessaires pour le comptage de photon.

3 Réseaux de distribution quantique de clés - projet SECOQC

Nous donnerons un aperçu des résultats et des avancées obtenus dans le cadre du projet européen SECOQC, ayant abouti notamment au déploiement sur un réseaux télécom fibré métropolitain à Vienne en Autriche du premier prototype européen de réseau de distribution quantique de clés [4]. Nous présenterons certains des résultats de travaux effectués au sein de notre équipe, portant sur la définition de l'architecture de sécurité du "network of secrets" et la spécification des protocoles attenants [11] ainsi que l'étude de la sécurité du modèle de paradigme "Trusted Repeater Network" dans lequel l'on s'était placé [7]. Nous expliquerons en particulier que les résultats obtenus en étudiant la question de l'optimisation topologique de réseaux quantiques de grande taille militent en faveur d'une approche nouvelle quant au design et à l'optimisation des systèmes expérimentaux de distribution quantique de clés [12].

4 Industrialisation de la distribution quantique de clés

Nous évoquerons également le versant le plus appliqué de la recherche menée au sein de l'équipe Information Quantique, centré sur l'intégration de systèmes de distribution quantique de clés au sein d'infrastructures de sécurité avec notamment le projet ANR SEQURE, mené en partenariat avec Thalès et l'Institut d'Optique, et aboutissant à un prototype entièrement fonctionnel de liaison chiffrée avec renouvellement "quantique" des clés de chiffrement, intégrant en son sein les chiffreurs commerciaux Mistral Gigabit produits par Thalès. Exploitant le travail effectué dans le cadre du projet européen SECOQC et capitalisant sur son succès ainsi que sur l'expertise acquise à travers cette recherche partenariale, ce versant appliqué des recherche menées dans l'équipe Information Quantique a donné naissance à la start-up SeQureNet, fondée en mai 2008 et spin-off de Télécom ParisTech, qui vise à développer des produits et architectures de sécurité tirant partie des capacités nouvelles offertes par la distribution quantique de clés.

Références

[1] C.H. Bennet, G. Brassard, "Quantum Cryptography: Public Key Distribution and Coin Tossing", *in Proc. of IEEE International Conference on Computers, Systems, and Signal Processing*, Bangalore, India, 1984, pp. 175-179.

[2] M. Dusek, N. Lütkenhaus, M. Hendrych, Quantum Cryptography, *In: Progress in Optics*, vol. 49, Edt. E. Wolf (Elsevier, 2006). `eprint arxiv: quant-ph/0601207`.

[3] V. Scarani, H. Bechmann-Pasquinucci, N. J. Cerf, M. Dusek, N. Lütkenhaus, M. Peev, The Security of Practical Quantum Key Distribution. `eprint arxiv: quant-ph/0802.4155`

[4] M. Peev, C. Pacher, R Alléaume, C. Barreiro, W. Boxleitner, J. Bouda, R. Tualle-Brouri, E. Diamanti, M. Dianati, T. Debuisschert, J. F. Dynes, S. Fasel, S. Fossier, M. Fürst, J-D Gautier, O. Gay, N. Gisin, P. Grangier, A. Happe, Y. Hasani, M. Hentschel, H. Hübel, G. Humer, T. Länger, M. Legré, R. Lieger, J. Lodewyck, T. Lorünser, N. Lütkenhaus, A. Marhold, T. Matyus, O. Maurhart, L. Monat, S. Nauerth, J-B Page, E. Querasser, G. Ribordy, A. Poppe, L. Salvail, S. Robyr, M. Suda, A. W. Sharpe, A. J. Shields, D. Stucki, C. Tamas, T. Themel, R. T. Thew, Y. Thoma, A. Treiber, P. Trinkler, F. Vannel, N. Walenta, H. Weier, H. Weinfurter, I. Wimberger, Z. L. Yuan, H Zbinden and A. Zeilinger, The SECOQC Quantum Key Distribution Network in Vienna, *New Journal of Physics, 11, 075001*, 2009.

[5] V. Scarani, C. Kurtsiefer, *The black paper of quantum cryptography: real implementation problems*, `eprint arXiv:0906.4547v1 [quant-ph]`

[6] R.Alléaume, N. Lütkenhaus, R. Renner, P. Grangier, T. Debuisschert, G. Ribordy, N. Gisin, P. Painchault, T. Pornin, L. Salvail, M. Riguidel, A. Shields, T. Länger, M. Peev, M. Dianati, A. Leverrier, A. Poppe, J. Bouda, C. Branciard, M. Godfrey, J. Rarity, H. Weinfurter, A. Zeilinger, C. Monyk Quantum key distribution and cryptography. *submitted to the special issue of TCS for the 25th anniversary of BB84*, 2009.

[7] L. Salvail, M. Peev, E. Diamanti, R. Alléaume, N. Lütkenhaus, and T. Länger. Security of trusted repeater quantum key distribution networks. *to appear in Journal of Computer Security*, 2009.

[8] A. Acin, N. Brunner, N. Gisin, S. Massar, S. Pironio, V. Scarani, Device-independent security of quantum cryptography against collective attacks, *Phys. Rev. Lett.* 98 2305001 (2007). `eprint arxiv: quant-ph/0702152`

[9] A. Leverrier and P. Grangier. Unconditional security proof of long-distance continuous-variable quantum key distribution with discrete modulation. *Phys. Rev. Lett.*, 102(180504), (2009).

[10] A. Leverrier, R. Alléaume, J. Boutros, G. Zémor, and P. Grangier, Multidimensional reconciliation continuous-variable quantum key distribution, *Phys. Rev. A* 77, 042325 (2008).

[11] M. Dianati, R. Alléaume, M. Gagnaire, X. Shen, Architecture and protocols of the future European quantum key distribution network *Security and Communication networks*, (p 57-74), 2008.

[12] R. Alléaume, F. Roueff, E. Diamanti, and N. Lütkenhaus. Topological optimization of quantum key distribution networks. *New Journal of Physics*, 11, 075002, 2009.

Vers un relais quantique hors du laboratoire

P. Aboussouan, O. Alibart, D. B. Ostrowsky, P. Baldi et S. Tanzilli

LPMC, CNRS UMR 6622, Université de Nice – Sophia Antipolis, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France

⋆ *sebastien.tanzilli@unice.fr*

Résumé : Nous présenterons le principe des expériences d'interférence quantique à deux photons dans des configurations de type relais quantique et nous porterons notre attention sur une réalisation développée dans notre laboratoire. Dans cette expérience, les photons sont émis à 1550 nm par conversion paramétrique au sein de deux guides d'ondes PPLN pompés en régime picoseconde. L'expérience, de type Hong, Ou et Mandel, donne lieu à une interférence dont la visibilité est très proche des 100% prévus par la théorie. Les excellents résultats obtenus laissent présager du fort potentiel de notre schéma pour la réalisation de relais quantiques réels, c'est-à-dire hors du laboratoire.

Mots-clés : optique, communication et relais quantiques, optique non-linéaire guidée.

1 Introduction : interférence quantique à deux photons

La théorie quantique prédit que lorsque deux photons parfaitement identiques entrent au même instant dans un "beam-splitter" (BS) 50/50 par un port différent, ils quittent le dispositif en empruntant ensemble le même port de sortie [1]. Dans ce cas, les possibilités qu'ont les photons de sortir chacun par un bras différent interfèrent destructivement. Pour que l'interférence soit maximale, le mot "identiques" signifie que les deux photons doivent posséder les mêmes longueurs d'ondes, temps de cohérence, modes de polarisation, et enfin que leur recouvrement spatial sur le BS soit optimal. Cet effet purement quantique porte le nom de *coalescence* et la signature qui en résulte se traduit par l'observation d'une chute du nombre de coïncidences enregistrées (le "HOM-dip") par deux détecteurs placés en sortie du BS lorsque l'on fait varier le temps d'arrivée d'un photon par rapport à l'autre. La largeur à mi-hauteur du dip est directement reliée au temps de cohérence des photons.

2 Le problème de la distance en communication quantique & la solutiuon "relais quantique"

La cryptographie quantique est le protocole le plus connu des communications quantiques. Grâce à l'encodage et à l'analyse de bits d'information quantique (qubits), deux partenaires distants, Alice et Bob, peuvent établir des clés de cryptographie parfaitement secrètes et dont le niveau de sécurité est inatteignable avec des bits classiques. Le support privilégié des qubits sont les photons à 1550 nm qui permettent à Alice et Bob de les distribuer sur de grandes distances via l'utilisation de fibres optiques. Toutefois, si les fibres télécoms présentent de faibles pertes à la propagation ($\simeq 0.2$ dB/km à 1550 nm), c'est le bruit des détecteurs placés en bouts de ligne qui est responsable de la chute du rapport signal/bruit et qui représente le principal facteur limitant de la distance séparant les interlocuteurs. La fonction *relais quantique*, dont le principe repose sur le protocole de téléportation, permet de contrecarrer cette limitation. En effet, le succès de la téléportation s'accompagne d'un signal électrique qui conditionne le déclenchement des détecteurs d'Alice et Bob. La Fig. 1 présente le schéma le plus étudié actuellement et dont le principe consiste à créer deux paires de photons intriqués via deux cristaux non-linéaires séparés spatialement. Il s'agit alors d'intriquer deux de ces photons, provenant chacun d'une source et donc indépendants, via une mesure quantique et de transférer, où téléporter, cette intrication sur les deux autres photons donnés à Alice et Bob. On peut voir en effet sur la Fig. 1 que les photons externes, donnés à Alice et Bob, n'ont chacun à parcourir que le quart de la distance totale, l'autre moitié étant couverte par les deux photons du centre et validée par la téléportation.

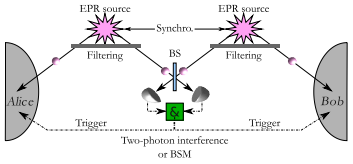


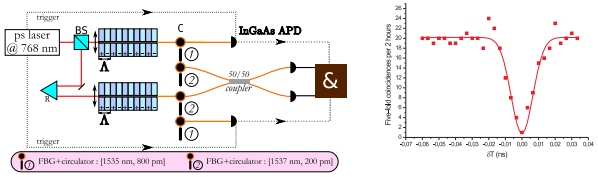
Fig. 1: Principe du relais quantique avec 2 paires de photons intriqués émises de façon synchronisée. Après séparation des paires, les deux photons centraux sont envoyés sur un BS où une mesure jointe, basée sur la coalescence, les projette sur un état intriqué. Grâce au signal résultant, les deux photons externes d'Alice et Bob se retrouvent également dans un état intriqué : c'est la *téléportation de l'intrication*. Alice et Bob peuvent alors établir des clés de cryptage sur une distance plus grande que celle envisageable avec une seule source de paires de photons.

L'étape préliminaire consiste à s'assurer de l'indiscernabilité des photons au niveau du BS en utilisant le principe de la coalescence qui peut être vu comme un moyen d'intriquer deux photons indépendants permettant de connecter les deux interlocuteurs distants par un "canal quantique". Ainsi, de nombreuses répliques de l'expérience de HOM [1] ont été faites pour la démonstration du relais quantique, et ce dans diverses configurations expérimentales. En effet, les photons qui coalescent peuvent provenir de n'importe quel type de source, pourvus qu'ils soient identiques en amont du BS (pré-) ou des détecteurs (post-sélection). Les différences des configurations étudiées résident dans 4 points primordiaux : (i) le régime de pompage pour la génération des paires de photons, à savoir femtoseconde (fs), continu (CW), ou picoseconde (ps); (ii) le filtrage spectral des photons générés, qui dépend directement du régime de pompage; (iii) les cristaux non-linéaires utilisés, à savoir cristaux massifs, guides d'ondes intégrés, ou encore fibres micro-structurées; (iv) et enfin, les longueurs d'ondes mises en œuvre.

3 Deux sources séparées spatialement pompées en régime picoseconde

Afin d'obtenir deux sources de photons parfaitement indépendantes, il faut répondre à la question la plus importante : le mode de pompage. Initialement, c'est le régime fs qui a été retenu pour pomper deux cristaux à l'aide d'un seul laser pour la relative souplesse du filtrage spectral à appliquer aux photons qui, dans ce cas, est de l'ordre de quelques nm, ce qui correspond au spectre du laser de pompe. Toutefois, synchroniser deux lasers fs est une tâche particulièrement difficile [2, 3]. Depuis l'avènement des filtres de Bragg fibrés (FBG), le pompage via deux lasers CW est devenu possible. Dans ce cas, pour garantir la coalescence, il faut que les photons présentent un temps de cohérence plus long que le jitter des détecteurs. Ceci requiert des largeurs spectrales de l'ordre de 10 pm, accessibles avec des FBGs, et l'utilisation de détecteurs à très faibles jitters (technologie des supraconducteurs) [4]. On s'affranchit du coup de toute synchronisation mais au prix d'un filtrage drastique et d'une réduction de l'efficacité de génération des paires. Enfin, le régime ps représente un compromis quasiment idéal. D'une part le filtrage requis, de l'ordre de 100 pm, est moins fin qu'en régime CW, et autorise l'utilisation de détecteurs standards de type photodiodes à avalanche (APD) en InGaAs. D'autre part, si les besoins de l'expérience le demandent, la synchronisation de deux lasers ps est plus aisée que celle de deux lasers fs.

Nous avons réalisé une expérience de coalescence basée sur deux guides d'ondes PPLN fabriqués au laboratoire, pompés en régime ps, et dont les conditions d'accord de phase identiques permettent la génération de paires photons dégénérés à 1536 nm en partant d'un laser à 768 nm (voir la Fig. 2(a) et sa légende). L'intérêt de ce mode de pompage est qu'il permet l'emploi de composants du commerce (FBGs, APDs, etc.), offrant de ce fait la perspective d'un relais quantique réel. Le faisceau à 768 nm est envoyé sur un premier BS dont les deux sorties



(a) (b)

Fig. 2: (a) – Expérience de coalescence avec deux photons télécoms provenant de deux guides PPLN pompés par un même laser délivrant des impulsions de 1.2 ps à un taux de répétition de 76 MHz, de longueur d'onde $\lambda_p = 768$ nm et de largeur spectrale $\Delta\lambda_p \simeq 0.24$ nm. L'horloge du laser est récupérée via une APD en silicium (non représentée) pour le déclenchement de la détection des 4 photons télécoms (APD-InGaAs). (b) – Figure d'interférence de type HOM après filtrage des photons et ajustement temporel par le rétroréflecteur (R). Nous représentons l'évolution des quintuples coïncidences en fonction de la position de R pour une puissance de pompe de 1 mW.

sont utilisées pour pomper nos deux guides PPLN. Afin de rendre indiscernables deux photons provenant chacun d'un guide, il convient de sélectionner deux bandes étroites de part et d'autre de la dégénérescence à l'aide d'un même système de filtrage composé de deux circulateurs et d'une paire de FBGs. Cet astucieux système permet en outre une séparation simple des paires de photons en sortie des guides à la façon d'un démultiplexeur en longueurs d'ondes. En sortie de chaque entité "guide + système de filtrage", nous avons donc des photons appairés aux longueurs d'ondes de 1537 et 1535 nm, respectivement associés à des largeurs spectrales de 800 et 200 pm. Pour observer l'interférence de type HOM, les deux photons à spectres larges sont détectés par deux APD-InGaAS qui viennent déclencher la détection, via deux autres APD-InGaAS, des deux photons à spectres fins après que ceux-ci aient été combinés sur un BS 50/50. Nous enregistrons les coïncidences relatives à ces 4 détecteurs en plus de l'horloge du laser. L'évolution de ces coïncidences quintuples est donnée en Fig. 2(b) où l'on voit la présence d'un dip remarquable lorsque les deux photons à 1535 nm entrent au même instant dans le BS (l'ajustement temporel se fait par l'intermédiaire d'un rétroréflecteur). La visibilité brute du dip est d'environ 91% alors que la visibilité nette, c'est-à-dire lorsque les coïncidences accidentelles sont retranchées, est supérieure à 99%. Sa largeur à mi-hauteur vaut environ $\Delta\tau = 7$ ps, ce qui est en accord avec les 8 ps relatives aux bandes spectrales utilisées.

4 Conclusion

La visibilité nette représente la meilleure valeur jamais atteinte pour des configurations similaires. Ceci nous permet d'envisager pour la première fois la possibilité de sortir le relais quantique hors du laboratoire.

Références

[1] C. K. Hong *et al.*, "Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference", Phys. Rev. Lett **59**, pp. 2044-2046 (1987).

[2] H. de Riedmatten *et al.*, "Teleportation in the quantum relay configuration", Phys. Rev. Lett **92**, 047904 (2004).

[3] R. Kaltenbaek *et al.*, "Experimental Interference of Independent Photons", Phys. Rev. Lett. **96**, 240502 (2006).

[4] M. Halder *et al.*, "Entangling Independent Photons by Time Measurement", Nature Phys. **3**, pp. 692-695 (2007).

Formation de molécules ultra-froides : vers le contrôle quantique total.

Olivier Dulieu
Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Université Paris-Sud, bât. 505, 91405 Orsay Cedex, France
**olivier.dulieu@lac.u-psud.fr*

Résumé : Dans cet exposé, nous présentons les développements expérimentaux et théoriques récents concernant la formation de molécules ultra-froides dans leur état fondamental absolu, qui ouvrent à la voie du contrôle quantique complet de ces systèmes par des champs électromagnétiques externes.
Mots-clés : molécules froides, photo-association, physico-chimie froide

De spectaculaires résultats expérimentaux ont récemment été obtenus en direction du contrôle des processus de formation de molécules froides par association par champ magnétique (magnéto-association) ou laser (photo-association) d'atomes froids piégés. En particulier, plusieurs groupes internationaux ont réussi à contrôler la création de molécules ultra-froides jusque dans l'état fondamental de leur mouvement vibrationnel, mais aussi de leur mouvement rotationnel, et même de leur structure hyperfine. Ces résultats ouvrent à la voie du contrôle quantique complet de ces systèmes par des champs électromagnétiques externes, qui pourront déboucher sur des applications dans le domaine de l'information quantique, de la physico-chimie froide, de la formation de gaz quantiques moléculaires dégénérés, et de la compréhension du problème à N corps. Nous exposerons les aspects principaux de ces travaux, réalisés sur des molécules diatomiques d'alcalins aussi bien homonucléaires [1, 2, 3] qu'hétéronucléaires [4, 5].

Le développement des expériences de formation de molécules froides par association- impliquant une variété toujours plus grande d'espèces atomiques (par exemple des pièges d'atomes alcalins d'espèces différentes, ou des atomes alcalino-terreux) - demande une connaissance précise de la structure électronique de ces molécules. Par exemple, les molécules hétéronucléaires d'alcalins présentent en général un moment dipolaire permanent (molécules dipolaires) [6] et une polarisabilité statique suffisamment forts [7] pour envisager de ralentir, manipuler ou piéger de telles molécules froides par des champs électromagnétiques. De plus, des manifestations des collisions entre atomes et molécules froids sont maintenant observées [8, 9, 10], qui requièrent la connaissance des propriétés des molécules triatomiques correspondantes. Nous présenterons un aperçu des méthodes théoriques mises en jeu dans ce contexte, basées sur des approches de chimie quantique impliquant des potentiels effectifs afin de limiter le nombre d'électrons effectifs dans la représentation de ces systèmes [11].

Enfin, nous proposerons un schéma possible combinant un laser continu intense et un champ électrostatique pour réaliser l'alignement et l'orientation de molécules dipolaires au sein d'un piège de molécules ultra-froides [7], qui pourrait permettre de mettre en évidence leur interaction de type dipôle-dipôle à grande distance.

Remerciements

Le travail présenté résulte de la collaboration des équipes « Molécules froides-Expériences » (Amodesen Chotia, Daniel Comparat, Pierre Pillet, Matthieu Viteau) et « Molécules froides-Théorie » (Mireille Aymar, Mehdi Ayouz, Nadia Bouloufa, Romain Guérout, Viatcheslav Kokoouline, Maurice Raoult, Jacques Robert) du Laboratoire Aimé Cotton. Il bénéficie actuellement du soutien de l'Institut Francilien de Recherches sur les Atomes Froids (IFRAF), du RTRA « Triangle de la Physique », du programme EUROCORES/EUROQUAM de l'ESF (*European Science Fundation*).

Références

[1] M. Viteau, A. Chotia, M. Allegrini,N. Bouloufa, O. Dulieu, D. Comparat, P. Pillet , *Optical pumping and vibrational cooling of molecules*, Science 321, 232 (2008)
[2] J. G. Danzl, E. Haller, M. Gustavsson, M. J. Mark, R. Hart, N. Bouloufa, O. Dulieu, H. Ritsch, H.-C. Nägerl, *Quantum Gas of Deeply Bound Ground State Molecules*, Science 321, 1062 (2008)
[3] F. Lang, K. Winkler, C. Strauss, R. Grimm and J. H. Denschlag, *Ultracold Triplet Molecules in the Rovibrational Ground State,* Phys. Rev. Lett. 101 133005 (2008)
[4] J. Deiglmayr, A. Grochola, M. Repp, K. Mörtlbauer, C. Glück, J. Lange, O. Dulieu, R. Wester, and M. Weidemüller , *Formation of ultracold polar molecules in the rovibrational ground state*, Phys. Rev. Lett. 101,133004 (2008)
[5] K. K. Ni, S. Ospelkaus, M. G. H. de Miranda, A. Peer, B. Neyenhuis, J. J. Zirbel, S. Kotochigova, P. S. Julienne, D. S. Jin, and J. Ye, *Science* **322** 231 (2008)
[6] M. Aymar, O. Dulieu, *Calculation of accurate permanent dipole moments of the lowest* $^{1,3}\Sigma^+$ *states of heteronuclear alkali dimers using extended basis sets*, J. Chem. Phys. 122, 204302 (2005)
[7] J. Deiglmayr, M. Aymar, R. Wester, M. Weidemüller, and O. Dulieu, *Calculations of static dipole polarizabilities of alkali dimers. Prospects for alignment of ultracold molecules* J. Chem. Phys. 129, 064309 (2008)
[8] N. Zahzam, T. Vogt, M. Mudrich, D. Comparat and P. Pillet, *Atom-Molecule Collisions in an Optically Trapped Gas,* Phys. Rev. Lett. 96 023202 (2006)
[9] P. Staanum, S. D. Kraft, J. Lange, R. Wester and M. Weidemüller, *Experimental Investigation of Ultracold Atom-Molecule Collisions,* Phys. Rev. Lett. 96 023201 (2006)
[10] E. R. Hudson and N. B. Gilfoy and S. Kotochigova and J. M. Sage and D. DeMille, *Inelastic Collisions of Ultracold Heteronuclear Molecules in an Optical Trap,* Phys. Rev. Lett. 100, 203201 (2008)
[11] R. Guérout, P. Soldan, M. Aymar, J. Deiglmayr, O. Dulieu, *Core repulsion effects in alkali trimers,* Int. J. Quant. Chem., to appear (arXiv : 0902.2845)

Utilisation de la conversion paramétrique en somme de fréquence dans un interféromètre d'imagerie haute résolution pour astronomie.

François Reynaud*, S. Brustlein, L. Del Rio, A. Tonello, L. Delage, D. Ceus, L. Grossard
XLIM Dept Photonique/IRO 123 rue A. Thomas 87060 Limoges cedex
** francois.reynaud@xlim.fr*

Résumé : Dans cet article, nous proposons d'utiliser la conversion paramétrique en somme de fréquences pour transposer le rayonnement d'une source astronomique infrarouge vers le domaine visible. Nous étudions la compatibilité de ce processus avec les techniques interférométrique utilisées pour l'imagerie haute résolution. Une démonstration de principe permet de valider cette idée dans une expérience de laboratoire.
Mots-clés : imagerie haute résolution par synthèse d'ouverture ; optique non linéaire ; somme de fréquence, théorème de Zernike Van Cittert

1. Introduction

Dans cet article, nous présentons notre démarche tendant à utiliser l'optique non linéaire dans le contexte de l'imagerie haute résolution pour l'astronomie. Dans un premier temps nous présentons les pré-requis dans les deux domaines :

- Que cherche-t-on à mesurer avec un réseau de télescopes. Quelles sont les observables.
- En quoi la conversion paramétrique en somme de fréquences permet elle d'apporter une amélioration dans ce contexte d'imagerie.

Une fois le principe de notre démarche énoncé, nous présentons nos premiers résultats expérimentaux permettant de prouver le bien fondé de ce mariage entre synthèse d'ouverture et optique non-linéaire

2. Principes généraux de l'imagerie optique par synthèse d'ouverture en astronomie

La figure 1 montre le principe d'un réseau de télescopes. N'ayant pas la possibilité de fabriquer des instruments imageurs monolithiques de plus de 10m, l'astronome utilise un réseau de télescopes permettant d'atteindre des hautes résolutions angulaire grâce à la distance (ou base) entre les télescopes qui peut atteindre prélève la centaine de mètres voir le kilomètre. Chaque télescope un champ infrarouge $\mathbf{E_i}$ qui va être comparé par interférométrie avec les autres ondes $\mathbf{E_j}$ collectées dans le réseau de télescopes. La partie modulée des interférences est égale à l'intercorrélation entre les champs $\mathbf{I_{IR} = I_0 + E_i \otimes E_j}$. Les observables sont alors le contraste et la phase des franges d'interférence qui sont reliés à l'objet par une transformée de Fourier (Théorème de Zenike et Van Cittert) :

Contraste : $\mathbf{C_{ij}(\frac{base_{ij}}{\lambda_{IR}}) = \|TF(distribution\ d'intensité\ de\ l'objet)\|}$

Phase : $\mathbf{\varphi_{ij}(\frac{base_{ij}}{\lambda_{IR}}) = arg(TF(distribution\ d'intensité\ de\ l'objet))}$

Un échantillonnage de ces quantités caractérisant le spectre de l'objet permet alors, par méthode itérative, de reconstruire l'image de l'objet observé.

Notons que du fait de la turbulence atmosphérique, la mesure des phases est entachée d'erreurs $\mathbf{T_i}$. Ainsi la mesure de phase se voit adjoindre un terme différentiel lors de la mesure de la phase :

$$\mathbf{\varphi'_{ij}(\frac{base_{ij}}{\lambda_{IR}}) = arg(TF(distribution\ d'intensité\ de\ l'objet)) + T_j - T_i}$$

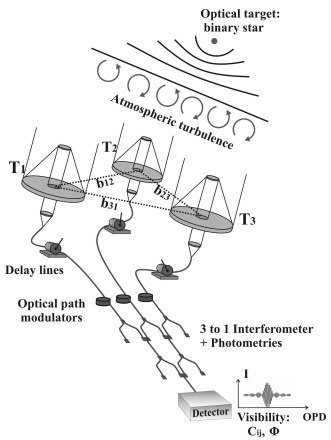


Fig 1: Principe général d'un interféromètre dédié à l'imagerie haute résolution en astronomie

L'utilisation de la clôture de phase β permet de contourner cette difficulté au prix d'une perte partielle de l'information de phase : $\mathbf{\beta = \varphi'_{21} + \varphi'_{32} + \varphi'_{13} = \varphi_{21} + \varphi_{32} + \varphi_{13}}$

3. La conversion paramétrique en somme de fréquences

La conversion paramétrique en somme de fréquences est un processus non-linéaire du deuxième ordre qui joue le rôle de mélangeur entre deux ondes $\mathbf{E_{IR}}$ et $\mathbf{E_{pump}}$ pour obtenir une onde convertie $\mathbf{E_c = E_{IR}.E_{pump}}$. La fréquence porteuse résultante et la phase sont égales respectivement à la somme de deux porteuses et des phases des deux signaux mélangés. Il est ainsi possible de transposer un spectre infrarouge, riche d'information en astronomie, vers le domaine visible ou proche infrarouge où les détecteurs les composants sont beaucoup plus matures. Cette opération doit donc permettre de réaliser de nouveau type d'interféromètre dit interféromètre paramétrique en somme de fréquences tout en préservant l'opération de corrélation entre les champs

$$\mathbf{I_{vis} = I_0 + E_{C1} \otimes E_{C2} = I_0 + (E_{IR1}.E_{pump1}) \otimes (E_{IR2}.E_{pump2}) = I_0 + (E_{IR1} \otimes E_{IR2}).(E_{pump1} \otimes E_{pump2})}$$

En utilisant la même pompe pour réaliser le processus de conversion de fréquence sur les différent bras de l'interféromètre, la mesure avec les signaux visible permet de retrouver l'information relative aux rayonnements infrarouges.

$$\mathbf{I_{vis} = I_0 + (E_{IR1} \otimes E_{IR2}) = I_{IR}}$$

4. Première démonstration expérimentale

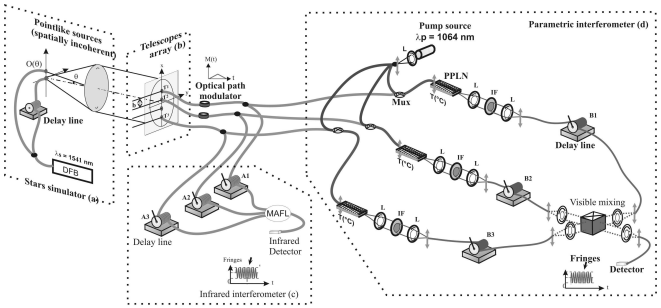


Figure 2: Montage expérimental

La figure 2 montre notre banc expérimental ayant pour but de démontrer la conservation des observables dans un interféromètre utilisant la transposition en fréquence par somme de fréquences. Un objet est observé par un réseau de 3 télescopes (gauche de la fig 2). Un interféromètre classique permet de mesurer le contraste dans le domaine infrarouge (1,55 µm) afin de servir de mesure de contrôle (centre bas). L'interféromètre paramétrique possède des convertisseurs PPLN qui partage une même pompe (1,06 µm) afin de réaliser le mélange interférométrique dans le visible (632 nm) (fig 2 droite). Les résultats de mesure sur une binaire déséquilibrée sont reportés sur la figure 3 (pointillé : courbe théorique ; croix 45° mesure IR ; croix mesure visible avec l'inter paramétrique). Ces résultats publiés dans PRL démontrent la conservation des propriétés d'imagerie par analyse cohérentes dans un interféromètre paramétrique.

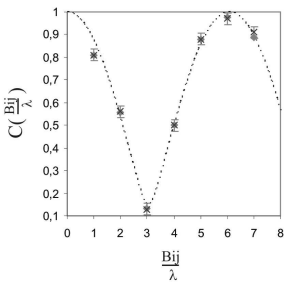


Figure 3 résultats expérimentaux

5. Conclusion et remerciements

Ces premiers résultats expérimentaux ont démontré la conservation du contraste des franges d'interférence. Nous sommes en train de finaliser le montage à 3 voies afin de vérifier que la clôture de phase, donnant accès à l'information de phase du spectre de l'objet, est elle aussi conservée.

Ce travail a été supporté financièrement par le CNES et l'INSU

Des filaments laser pour influencer l'atmosphère

Jérôme Kasparian
Teramobile, GAP, Université de Genève, 20 rue de l'Ecole de Médecine, CH-1211 Genève 4, Switzerland
** jerome.kasparian@unige.ch*

Résumé : La filamentation d'impulsions laser ultrabrèves et ultra-intenses dans l'air produit des canaux ionisés, conducteurs, sur des distances atmosphériques. Nous discuterons les applications de ces filaments pour influencer les phénomènes météorologiques, notamment la foudre et la pluie.
Mots-clés : Filamentation, condensation, foudre, plasma

Le contrôle des conditions météorologiques fait l'objet de nombreux efforts [1,2], qu'il s'agisse d'écarter le brouillard, de prévenir la grêle, d'écarter des cyclones des côtes, de dévier ou de déclencher la foudre, ou encore de déclencher des précipitations [3].

Le laser femtoseconde-térawatt mobile *Téramobile*, nous a permis d'aborder ce champ de recherches avec une nouvelle perspective. En effet, la propagation d'impulsions laser ultrabrèves dans l'air conduit à l'auto-focalisation du faisceau, puis à la génération de filaments auto-guidés, ionisés continument [4,5,6]. Ces filaments fournissent un canal conducteur pouvant atteindre quelques centaines de mètres de longueur, avec une densité d'électrons de l'ordre de 10^{15} electrons/cm^3. De plus, les filaments peuvent être générés à une distance de quelques kilomètres de la source laser, se propager à travers des nuages ou une atmosphère turbulente, et contrôler des décharges de haute tension, même sous la pluie.

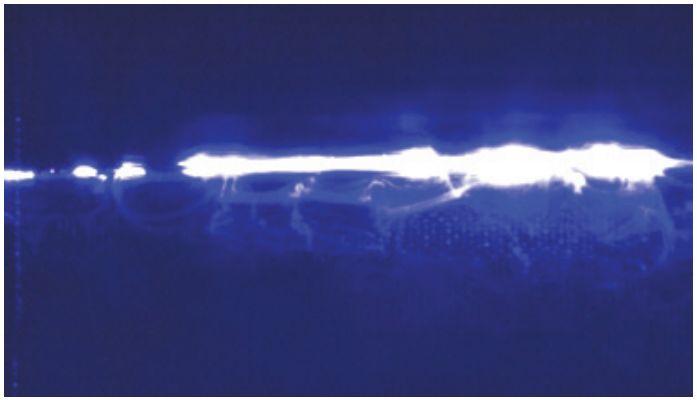


Fig. 1 : Condensation assistée par laser. Les gouttes d'eau générées par l'ionisation de l'air lors d'une impulsion laser sont mises en évidence par la diffusion des impulsions laser suivantes dans la chambre à nuage [4].

Malgré son important impact socio-économique, l'efficacité de l'ensemencement des nuages fait toujours l'objet de controverses, même si une augmentation du volume de précipitations de 10% a été rapportée [2]. Nous avons démontré la capacité des filaments générés par des impulsions laser ultrabrèves d'assister, voire d'initier la condensation de vapeur d'eau dans une chambre à nuage où est maintenue une atmosphère sur-saturée [4] (Figure 1). Le mécanisme semble comparable à celui mis en œuvre dans la chambre de Wilson pour détecter des rayons cosmiques, grâce à la condensation assistée par l'ionisation. [7,8,9]. La présence de charges stabilise les noyaux de condensation présents dans l'atmosphère, leur permettant d'atteindre une taille critique favorable à la poursuite de leur croissance par adsorption de molécules d'eau. L'efficacité de ce mécanisme est exaltée par la densité d'électrons générée dans les filaments, 10^{11} fois supérieure par unité de longueur à celle produite par les rayons cosmiques. Ces résultats pourraient fournir une nouvelle méthode pour sonder à distance l'humidité atmosphérique, voire déclencher des précipitations.

Nous nous sommes par ailleurs intéressés à l'effet des filaments sur un nuage d'orage, lors d'une campagne de terrain au Laboratoire Langmuir du New Mexico Tech. Le laser *Téramobile* émettait des filaments en direction d'environ 100 m de longueur en direction des nuages d'orage, à un taux de répétition de 10 Hz. Nous avons analysé les enregistrements de cinq détecteurs radiofréquence situés dans un rayon de 1 km autour du site de l'expérience afin de détecter et de localiser l'activité électrique à l'intérieur du nuage. Cette analyse montre que cette activité électrique est statistiquement corrélée avec les impulsions laser, suggérant que des décharges couronne sont générés à l'extrémité des filaments conducteurs, à la manière des feux de St-Elme au sommet du mât d'un navire [10]. L'effet des filaments semble limité par la durée de vie du plasma généré, qui est de l'ordre de la microseconde. L'utilisation d'un train d'impulsion capable de maintenir l'ionisation pourrait autoriser un guidage d'éclairs sur de plus grandes distances.

Ces résultats récents attestent de la pertinence des impulsions laser ultrabrèves, et notamment de la filamentation, non seulement comme outil d'analyse de l'atmosphère, mais également pour l'influencer. Au-delà d'une action localisée, aujourd'hui démontrée, le défi concerne aujourd'hui la génération d'effets plus macroscopiques propres à exercer une influence sur la météorologie locale. Ces futurs développements passent par une optimisation de la filamentation et un accroissement de l'énergie des impulsions laser utilisées.

Nous remercions J. Kirkby au CERN pour de fructueuses discussions. Ce travail a été soutenu financièrement par l'Agence Nationale de la Recherche (Projet ANR-05-Blan-0187), le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique (FNS, projet #200021-116198/1), et le Secrétariat d'État suisse à l'Éducation et à la Recherche dans le cadre du projet COST P18 "The Physics of Lightning Flash and its Effects".

Références

[1] Jane Qiu et Daniel Cressey, « Taming the sky » *Nature* **453**, 970 (2008)
[2] US National Research Council. *Critical Issues in Weather Modification Research* (National Academies, 2003).
[3] Irving Langmuir, « Growth of particles in smokes and clouds and the production of snow from supercooled clouds », *Science*, **106**, 505 (1947)
[4] J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Méjean, J. Yu, E. Salmon, H. Wille, R. Bourayou, S. Frey, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, L. Wöste, « White-Light Filaments for Atmospheric Analysis », *Science*. **301**, 61-64 (2003)
[5] L. Bergé, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, J.-P. Wolf, « Ultrashort filaments of light in weakly-ionized, optically-transparent media», *Rep. Prog. Phys*. **70**, 1633-1713, (2007)
[6] J. Kasparian et J.-P. Wolf, « Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation ». *Opt. Express* **16**, 466-493, (2008).
[7] A. A. Lushnikov, A. E. Negin, « Aerosols in strong laser beams », *J. Aerosol Sci.* **24**, 707 (1993)
[8] F. Yu, et R.P. Turco, « From molecular clusters to nanoparticles: Role of ambient ionization in tropospheric aerosol formation », J. Geophys. Res. **106**, 4797–4814, (2001)
[9] F. Yu, « From molecular clusters to nanoparticles: second-generation ion-mediated nucleation model », *Atmos. Chem. Phys.*, **6**, 5193–5211 (2006)
[10] J. Kasparian, R. Ackermann, Y.-B. André, G. Méchain, G. Méjean, B. Prade, P. Rohwetter, E. Salmon, K. Stelmaszczyk, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, L. Wöste, J.-P. Wolf, « Electric Events Synchronized with Laser Filaments in Thunderclouds », *Opt. Express*. **16**, 5757-5763 (2008)

Interférences entre peignes de fréquences femtosecondes

Theodor W. Hänsch [1,2] et Nathalie Picqué [1,3]⋆

1. Max Planck Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Str. 1, 85748 Garching, Germany
2. Ludwig-Maximilians-Universität München, Fakultät für Physik, Schellingstrasse 4/III, 80799 München, Germany
3. Laboratoire de Photophysique Moléculaire, Centre National de la Recherche Scientifique, Bâtiment 350, Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France

⋆ *nathalie.picque@u-psud.fr.fr*

Résumé : La mesure du battement de deux peignes de fréquences cohérents en phase permet le développement d'une nouvelle spectroscopie à large bande spectrale, qui améliore d'un million la limite de résolution, le temps de mesure et l'exactitude de l'échelle de fréquences de la spectroscopie de Fourier traditionnelle, jusqu'à présent méthode la plus performante pour le diagnostic optique multiplex de la matière.

Mots-clés : lasers à impulsions ultracourtes, spectroscopie, métrologie des fréquences

1 Introduction

Au cours des dernières années, les peignes de fréquences femtosecondes - à l'origine développés pour la métrologie [1,2] où ils ont révolutionné le domaine des mesures exactes de fréquences optiques, ont prouvé qu'ils ouvraient aussi d'importantes nouvelles possibilités dans des domaines de recherche variés tels que l'astronomie [3], l'optique non-linéaire [4] ou la spectroscopie [5-9], grâce à leurs exceptionnelles caractéristiques d'exactitude, de très haute résolution et de large extension spectrale. Un de leurs champs d'application émergents, qui sera discuté dans cet exposé, est l'interaction entre deux peignes de fréquences cohérents [8,10-14].

2 Peignes de fréquences femtosecondes

Un peigne de fréquences optiques [1,2] est un spectre optique discret, fait de raies fines et équidistantes. La plupart du temps, les peignes de fréquences sont construits à partir de lasers à modes verrouillés en phase émettant des impulsions ultra-courtes. Une impulsion femtoseconde unique génère, dans le domaine fréquentiel, un large continuum. Le spectre d'un train d'impulsions femtosecondes en phase couvre la même étendue, mais n'est plus continu. Il donne lieu, à la place, à un ensemble de marqueurs fréquentiels continus, très fins, uniformément disposés et séparés les uns des autres par la fréquence de répétition des impulsions, f_{rep}. Les fréquences f_n d'un peigne sont gouvernées par la relation $f_n = n\, f_{rep} + f_0$, où n est un entier ($\sim 10^5$-10^6), et f_0 est le décalage de fréquence «porteuse-enveloppe», induit par la différence entre vitesse de phase et vitesse de groupe dans la cavité du laser. En métrologie des fréquences, le peigne de fréquences est utilisé comme une règle de mesure : les fréquences composantes du peigne peuvent être directement référencées à des horloges micro-ondes ou optiques ultrastables et ainsi disséminer leur exactitude sur de larges étendues spectrales. Cet outil d'une séduisante simplicité a ainsi rendu possible la mesure exacte de n'importe quelle fréquence optique.

3 Interférences entre peignes de fréquences cohérents

Dans beaucoup de domaines autres que la métrologie des fréquences, un laser monofréquence continu peut être remplacé avantageusement par un peigne de fréquences femtosecondes. Pour décoder l'information portée par le peigne, le battement de ce dernier avec un second peigne de fréquences est alors nécessaire. Ceci peut se comprendre de façon équivalente en termes d'interférences dans le domaine temporel, de détection multi-hétérodyne, d'échantillonnage optique linéaire ou de corrélation croisée des champs électriques.

En particulier, les phénomènes interférentiels entre deux peignes de fréquences indépendants, dont la cohérence relative est forcée, peuvent être mises à profit pour le diagnostic optique de la matière sous la forme d'une nouvelle spectroscopie de Fourier, sans partie mobile. Cette méthode que nous décrirons, réunit sans précédent des caractéristiques de large couverture spectrale simultanée, résolution, exactitude, sensibilité, compacité et faible temps d'acquisition. Fonctionnant suivant les mêmes principes de base que la très fameuse et très répandue spectroscopie par transformation de Fourier, la nouvelle génération d'instruments permet d'en transcender les performances, principalement en en améliorant [10-14] par un million la résolution (Fig.1), le temps de mesure et l'exactitude de l'échelle de fréquences.

La spectroscopie de Fourier par peignes de fréquences femtosecondes devrait donc initier de nombreuses nouvelles opportunités aussi bien dans le domaine du diagnostic optique qu'en physique atomique et moléculaire fondamentale et en métrologie.

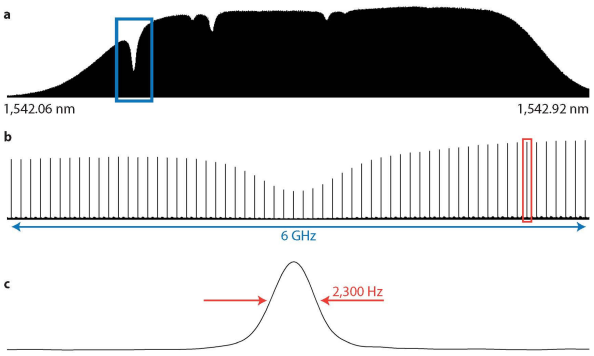


Figure 1: Par la mesure, pendant 6 secondes, de la figure d'interférences entre deux peignes de fréquences et par le calcul de sa transformée de Fourier, il est possible de restituer le spectre montré en a. Les sections b et c montrent des zooms successifs des portions de spectres respectivement encadrées en a et b. Le spectre résout la structure discrète du peigne de fréquences qui échantillonne les transitions du gaz sondé, l'acétylène. Ce spectre comprend 536 millions d'éléments spectraux indépendants et présente une limite de résolution de 2.3 kHz, qui avec un interféromètre de Michelson, élément principal des spectromètres de Fourier traditionnels, ne pourrait être atteinte qu'avec une excursion en différence de marche de 130 kilomètres.

4 Remerciements

Birgitta Bernhardt, Guy Guelachvili, Ronald Holzwarth, Patrick Jacquet, Marion Jacquey, Julien Mandon et Akira Ozawa sont chaleureusement remerciés pour leur contribution aux résultats présentés. Cette recherche est conduite dans le cadre du Laboratoire Européen Associé "European Laboratory for Frequency Comb Spectroscopy". Le soutien du Conseil Général de l'Essonne (ASTRE), de la Fondation EADS, de la Fondation Max Planck et du Triangle de la Physique a rendu ces travaux possibles.

Références

[1] T. Udem, R. Holzwarth, T.W. Hänsch, Nature 416, 233 (2002).
[2] T.W. Hänsch, Rev. Mod. Phys. 78, 1297 (2006).
[3] T. Steinmetz, T. Wilken, C. Araujo-Hauck, R. Holzwarth, T.W. Hänsch, L. Pasquini, A. Manescau, S. D'Odorico, M.T. Murphy, T. Kentischer, W. Schmidt, T. Udem, Science 321, 1335 (2008)
[4] A.Baltuska, T. Udem, M.Uiberacker, M.Hentschel, E.Goulielmakis, C. Gohle, R.Holzwarth, V.S.Yakovlev, A.Scrinzi, T.W.Hänsch, and F.Krausz, Nature 421, 611 (2003)
[5] Thorpe,M.J., Moll,K.D., Jones,R.J., Safdi,B. & Ye,J. Science. 311, 1595-1599 (2006).
[6] Diddams,S.A., Hollberg,L. & Mbele,V. Nature 445, 627-630 (2007).
[7] C. Gohle, B. Stein, A. Schliesser, T. Udem, T.W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. 99, 263902 (2007).
[8] I. Coddington, W.C. Swann, N.R. Newbury, Phys. Rev. Lett. 100, 013902 (2008).
[9] J. Mandon, G. Guelachvili, N. Picqué, Nature Photonics 3, 99-102, 2009.
[10] P. Jacquet, J. Mandon, B. Bernhardt, R. Holzwarth, G. Guelachvili, T.W. Hänsch, N. Picqué, "Precision frequency comb Fourier transform spectroscopy", submitted for publication, 2009.
[11] P. Jacquet, J. Mandon, B. Bernhardt, R. Holzwarth, G. Guelachvili, T. W. Hänsch, N. Picqué, Frequency Comb Fourier Transform Spectroscopy with kHz Optical Resolution, in *Fourier Transform Spectroscopy* (Optical Society of America, Washington, DC, 2009), paper FMB2, 3 pages (2009).
[12] J. Mandon, P. Jacquet, B. Bernhardt, G. Guelachvili, T.W. Hänsch, N. Picqué, "Laser frequency combs for broadband molecular spectroscopy", submitted for publication, 2009.
[13] B. Bernhardt, A. Ozawa, P. Jacquet, M. Jacquey, R. Holzwarth, N. Picqué, T.W. Hänsch, "Cavity-enhanced dual comb spectroscopy", submitted for publication, 2009.
[14] B. Bernhardt, J. Mandon, P. Jacquet, M. Jacquey, A. Ozawa, R. Holzwarth, G. Guelachvili, T. W. Hänsch, N. Picqué, "Laser frequency combs for molecular fingerprinting", IEEE Lasers and Electro-Optics Society, 2009. LEOS 2009. Proceedings of the 22nd Annual Meeting, (2009).

Spectro-terahertz imaging system: see different..

P.Mounaix , J.C.Delagnes, E.Abraham and L.Canioni.

Centre de Physique Moléculaire Optique et Hertzienne, Université de Bordeaux 1, UMR 5798, 351 Cours de la libération 33405 Talence Cedex
p.mounaix@cpmoh.u-bordeaux1.fr

Résumé : Terahertz electromagnetic waves propose attractive features such as non-invasive and non-destructive analysis, transparency and good penetration depth through various materials, low scattering and broad spectral bandwidth. In this work, we demonstrate the capability of terahertz spectroscopy and imaging techniques for the investigation of ultrafast material analysis. More precisely, we will present one pulsed terahertz imaging system develop for the scientific analysis devoted to art conservation. For example the scientific and non destructive analysis of art materials provides information about the artist technique and allows an adequate material selection for future restoration.

Mots-clés : terahertz , spectroscopy, 2D imaging.

1. Introduction

Terahertz (THz) radiation lies between the microwave part and the infrared part of the electromagnetic spectrum, having frequency range between 0.1 THz and 30 THz. The THz regime is therefore a natural bridge between electronics and photonics. THz radiation has several advantages over other forms due to the unique position that it accompanies in the electromagnetic spectrum, such as sufficient transmission, non-invasive behavior and little scattering. Since a THz wave posses no threat of contamination, as opposed to X-rays, THz imaging is useful for nondestructive and contactless tests.

2. Experimental setup

Concerning 2D terahertz imaging applications, a femtosecond laser Ti: sapphire at the wavelength of 800 nm is used to generate and detect the THz radiation. The laser delivers 50 fs pulses at the repetition rate of 76 MHz. A wide range of different emitter and detector materials and techniques have been investigated and optimised for either maximum signal or maximum bandwidth. The choice depends on the specific requirements of the applications, sensitivity, frequency range and speed. Several novel techniques have been developed recently to generate broadband electromagnetic pulses [1]; these techniques include the use of high speed photoconductors as fast current sources coupled to radiating antennas. Here we use low temperature grown GaAs semiconductors as emitter and detector. The bursts of emitted THz radiation are collected and collimated by a silicon lens attached to the backside of emitter, after collimation, the THz beam propagates and diffracts to a parabolic mirror where the THz beam is recollimated into a highly directional beam.

3. Results

THz imaging is obtained by raster scanning the sample with a XY linear motor stage. The lateral resolution of the system has been previously measured and evaluated to 220 µm at 2 THz which corresponds to the Rayleigh diffraction limit. The THz waveform is recorded using another delay line with a time step of 133 fs. Using the THz waveform (time evolution of the THz electric field), one can plot for each pixels: (i) the maximum of the waveform, (ii) the minimum, (iii) the peak to peak value or even, (iv) the temporal position of the main peak which reveals differences in the refractive index or thickness of the material. After Fourier transform (FFT algorithm) of the THz waveform, it is also possible to perform (v) spectroscopic imaging all over the bandwidth of the THz beam.

First, we investigated the THz imaging of graphite pencil mines in transmission mode [2]. The writing characteristics (black colour, hardness, etc.) arise from the chemical constitution of the mine. The various graphite pencil grades are achieved by altering the proportion of graphite to clay: the more clay the harder the pencil. In that aim, we imaged the CNRS logo where each letter has been written with a different mine (2B, 4B, 6B, 8B, respectively) and the five oblique lines were made with the harder HB mine. The corresponding photograph of the logo is visible in figure 1a. Figure 1b represents the image of the CNRS logo at 2 THz. We can clearly visualize that the letters appear darker and darker due to the increase of graphite content from the C letter to the S letter. However, around the S letter, the five oblique lines written with the HB pencil are hardly visible in figure 1b, in accordance with the low absorption of the HB mine in the THz region as already mentioned.

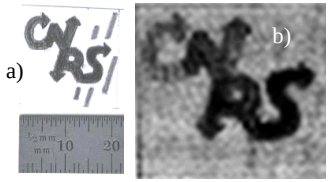


Fig. 1. Visible (a) and THz (b) images of the CNRS logo drawn with five different graphite pencil mines. Oblique lines around S: HB, C: 2B, N: 4B, R: 6B, S: 8B.

Fig 2. 3D THz image of the CNRS logo obtained using the THz main pulse time delay. The scale of the 3D map surface is in µm and represents the paper thickness variations due to the pencil mine writing.

As already mentioned above, it is also possible to compute THz images not merely using the spectral amplitude but directly using the arrival time of the THz pulse (i.e. temporal phase). This image contains information about the optical thickness of the sample in the THz range. Figure 2 represents the 3D THz image of the CNRS logo where the THz main pulse time delay has been plotted. This phase delay map appears different to the spectral picture at 2 THz (figure 2). This may be due to the fact that the phase delay picture is very sensitive to any thickness variation which improves the temporal image resolution. We also noticed in figure 4 that the five oblique lines around the S letter are well visible in the image since the contrast does not depend anymore on the chemical properties of the pencils but only on the paper thickness variations. In that sense, the imaging system works as a kind of non contact THz profilometer.

Before investigating the THz imaging of painted canvas, the THz transmission spectra of the nine different acrylic colors has been measured using the THz-TDS [3]. The sample selected for THz imaging consists of a music score sketch realized with a 6B graphite mine on a piece of canvas (figure 3a). Then, the sketch has been covered by four paintings as illustrated in figure 3b.. The aim of this first experiment is to visualize the graphite sketch under the paintings and also to distinguish the four colours by a significant THz signature. Figure 2c shows the THz image in transmission mode obtained from the temporal data by plotting for each pixel the maximum value of the THz waveform. The graphite sketch is clearly visible for each part of the sample. It means that, in spite of the pigments absorption, the THz radiation is also significantly absorbed by the presence of the graphite.

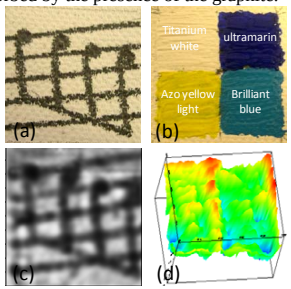


Fig. 3: (a) Photograph of the graphite sketch, (b) Photograph of the painted surface with four different colours, (c) Transmission THz image (maximum value of the THz waveform), (d) 3D THz map of the sample obtained using the THz main pulse time delay

6. Conclusion

We developed a THz imaging system for the non-destructive analysis of painting artwork. Although further improvements are required to enlarge the spectral bandwidth of the system, we were able to visualize graphite sketches dissimulated under several paintings layers. In collaboration with conservators, future work includes the THz imaging of real master artworks. One application of THz reflection imaging could be for instance the analysis of the preparation layer (e.g. gesso) to determine its composition, thickness and homogeneity. More generally, further analysis includes the THz spectroscopy of old pigments and binders to definitely help art historians and conservators in the preservation of our cultural heritage.

Références

[1] H. Němec,et al Phys. Rev. B, 78, 235206 (2008)
[2] E. Abraham. et al , *Opt Commun. 282, 3104 (2009)*
[3] A. El Fatimy, et al Opt. Commun. *282, 3055 (2009)*

Impulsions attosecondes de lumière : de la génération à la caractérisation

Fabien Quéré[1,*]

1. Service des Photons, Atomes et Molécules, IRAMIS, CEA Saclay, Bât 522, 91 191 Gif-sur-Yvette Cedex

** fabien.quere@cea.fr*

Résumé : La quête des impulsions lumineuses les plus courtes possibles est motivée par la possibilité d'utiliser ces impulsions pour résoudre la dynamique ultrarapide de systèmes physiques en évolution, comme les différentes étapes d'une réaction photochimique, ou la relaxation électronique d'un atome photoexcité. Pour résoudre la dynamique des électrons dans la matière, des impulsions d'au plus quelques dizaines d'attoseconde (10^{-18} s) sont nécessaires. Dans cet exposé, je décrirai comment on est parvenu à produire, et à mesurer, de telles impulsions depuis 2001, et sur quels processus physique pourraient reposer les nouvelles générations de sources de lumière attosecondes actuellement en préparation.

Mots-clés lasers ultrabrefs, interaction laser-matière à haute intensité, femtoseconde, attoseconde

1. Introduction

Jusqu'à aujourd'hui, la seule approche démontrée pour la génération d'impulsions attosecondes de lumière consiste à induire une forte distorsion temporelle d'une onde laser, par interaction fortement non-linéaire avec un système physique (Fig.1) [1]. Cette distorsion est généralement périodique, à la fréquence initiale du laser. Le spectre de l'onde distordue consiste donc en harmoniques de la fréquence incidente.

Si la distorsion induite est bien localisée temporellement, on peut obtenir un train d'impulsions plus courtes que la période optique de l'onde initiale, en éliminant la fréquence fondamentale et en sélectionnant un groupe d'harmoniques. La durée de ces impulsions dépend de la relation de phase entre les harmoniques, les impulsions les plus courtes étant obtenues lorsque toutes les harmoniques sont en phase. Dans ce cas, la durée des impulsions est égale à T_L/N, où T_L est la période optique de l'onde initiale, et N le nombre d'harmoniques sélectionnées. Ainsi, partant d'un laser visible ($T_L \approx 1$ fs), on peut obtenir un train d'impulsions attosecondes en sélectionnant typiquement 10 harmoniques ou plus. Différentes approches permettent de générer des impulsions uniques au lieu de trains.

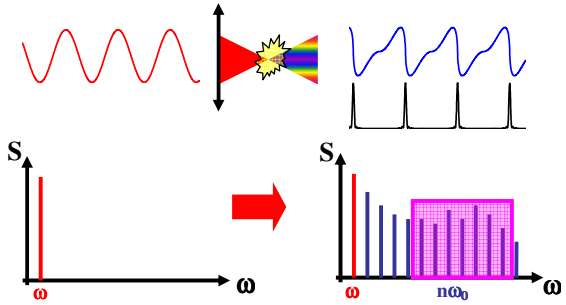


Fig. 1 : Principe général de la génération d'impulsions attosecondes par génération d'harmoniques. Une onde laser, représentée en rouge à gauche, interagit de façon fortement non-linéaire avec un système. Il en résulte une onde fortement distordue (en bleu à droite) : on passe ainsi d'un spectre dans le visible (en bas à gauche), à un spectre d'harmoniques (en bas à droite). En sélectionnant un groupe d'harmoniques dans ce spectre (filtre en magenta), on peut potentiellement obtenir un train d'impulsions attosecondes (en noir à droite), à condition que la distorsion soit bien localisées en temps, ou, de façon équivalente, que les différences de phase entre harmoniques soient suffisamment faibles.

2. Les différentes sources d'impulsions attosecondes, existantes ou futures.

A l'heure actuelle, il existe un seul type de source attoseconde relativement bien maîtrisée expérimentalement, ayant en outre déjà permis de réaliser des expériences pompe-sonde sur la dynamique des électrons dans les atomes. Cette source est basée sur la génération d'harmoniques dans des gaz atomiques ou moléculaires, à des intensités laser élevées (10^{14}-10^{15} W/cm^2). A ces intensités, dans le visible, les électrons sont arrachés aux atomes par effet tunnel. Le processus de recollision des électrons avec leur ion parent induit un dipole de haute fréquence, responsable de l'émission d'impulsions attosecondes, associées dans le domaine spectral à des harmoniques d'ordre très élevé du laser (ordre *n* allant jusqu'à 100 typiquement, Fig.2) [2]. Ce processus a permis de générer des impulsions uniques de 80 as (Fig.2) [3]. Un bref état de l'art de ce type de source sera présenté.

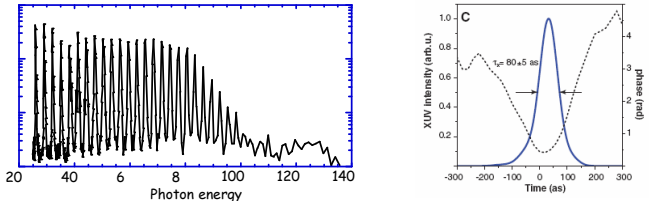


Fig. 2 : Gauche : spectre d'harmoniques typique d'une impulsion fetmtoseconde à 800 nm (énergie de photon initiale 1.5 eV), obtenu dans un gaz de Néon à quelques 10^{14} W/cm^2. Droite : plus brève impulsion attoseconde générée et mesurée dans un gaz (d'après [3]). On note qu'à la fois l'intensité *et* la phase temporelle de l'impulsion ont été déterminées.

Un inconvénient majeur de ce processus est qu'il cesse totalement de fonctionner dès lors que l'intensité laser dépasse quelques 10^{15} W/cm^2, car le milieu devient alors trop fortement ionisé par le laser. Ceci limite les énergies de photon et d'impulsion, ainsi que les durées des impulsions attosecondes pouvant être obtenues. Afin d'exploiter les intensités lasers colossales aujourd'hui fournies par les lasers ultrabrefs (au-delà de 10^{20} W/cm^2), il est donc indispensable de trouver d'autre processus de génération, basé sur des milieux ionisés – des plasmas. A ces intensités, le mouvement des électrons induit par le champ laser devient relativiste : on peut donc envisager d'utiliser l'effet Doppler induit sur le laser par ces charges en mouvement, pour comprimer temporellement le champ jusqu'à la gamme attoseconde, et le convertir en fréquence jusqu'aux rayon X. Je montrerai jusqu'où les efforts dans cette voie ont jusqu'à présent mené [4,5].

3. Le problème de la mesure des impulsions attosecondes.

Le principal problème qui s'est posé pour obtenir des impulsions attosecondes n'a pas tant été de trouver une façon de les générer, mais plutôt de trouver des moyens de les mesurer. Ce problème a été progressivement résolu depuis 2001. L'idée clef a consisté à transformer ces impulsions en des paquets d'ondes électroniques, en les utilisant pour photoioniser les atomes d'un gaz. Les paquets d'ondes libres ainsi obtenus constituent en quelque sorte des répliques de l'impulsion attoseconde : en mesurant les propriétés temporelles de ce paquet d'ondes grâce à un champ laser intense, on parvient à caractériser temporellement l'impulsion attoseconde initiale.

L'une des idées de départ, très simple, consiste par exemple à utiliser un champ laser intense pour induire un balayage temporel en énergie linéaire sur le paquet d'ondes électroniques, au moment de sa création [6]. Plus la durée de l'impulsion attoseconde est longue, plus le temps de création du paquet d'ondes est long, et donc plus l'élargissement en énergie induit sur le spectre de photoélectron par le laser est important. En mesurant cet élargissement, on peut ainsi estimer la durée de l'impulsion attoseconde.

Je montrerai comment, à partir de ses idées très simples, on est finalement parvenu à transposer aux impulsions attosecondes les techniques de métrologie temporelle les plus sophistiquées existantes pour les impulsions femtosecondes visibles, telles que FROG ou SPIDER [7]. Ainsi, il est aujourd'hui possible expérimentalement non seulement de mesurer la durée des impulsions attosecondes, mais de reconstruire totalement la structure temporelle exacte de leur champ électrique, que ce soit pour des impulsions isolées (Fig.2, droite) ou des trains.

Références

[1]Attosecond physics, F. Krausz et M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009)
[2] Attosecond science, P. B. Corkum et F. Krausz Nature Phys. **3**, 381 (2007)
[3] Single-Cycle Nonlinear Optics, E. Goulielmakis *et al*, Science **320**, 1614 (2008)
[4] High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces, U. Teubner et P. Gibbon, Rev. Mod. Phys. **81**, 445 (2009)
[5] Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics, C. Thaury *et al*, Nature Physics **3**, 424 (2007)
[6] Attosecond Streak Camera, J. Itatani *et al*, Phys. Rev. Lett. **88**, 173903 (17) (2002)
[7] Temporal characterization of attosecond XUV fields,F. Quéré, Y. Mairesse et J. Itatani, Journal of Modern Optics **52**, 339 (2005).

Vers un laser aléatoire avec des atomes froids

William Guerin[1,⋆], Nicolas Mercadier[1], Luis S. Froufe-Pérez[2], Rémi Carminati[3] et Robin Kaiser[1]

1. Institut Non Linéaire de Nice, CNRS et Université de Nice Sophia-Antipolis, 1361 route des Lucioles, 06560 Valbonne, France
2. Instituto de Cienca de Materiales de Madrid, CSIC, Sor Juana Inés de la Cruz, Cantoblanco, Madrid, Espagne
3. Institut Langevin, ESPCI et CNRS, Laboratoire d'Optique Physique, 10 rue Vauquelin, 75231 Paris, Fance
⋆ William.Guerin@inln.cnrs.fr

Résumé : Un laser aléatoire est un laser sans cavité, dont l'effet de piégeage des photons (rétroaction) est provoqué par de la diffusion multiple. Nous présentons les perspectives de réalisation d'un tel laser aléatoire dans un gaz d'atomes froids. Nous montrons en particulier que les deux ingrédients nécessaires, à savoir gain et diffusion multiple, peuvent être facilement obtenus séparément. En revanche, la combinaison des deux est beaucoup plus délicate, et nous présenterons des évaluations du seuil du laser aléatoire, avec différents mécanismes de gain, qui permettent de tracer des perspectives encourageantes.
Mots-clés : laser aléatoire, atomes froids.

1 Introduction

Un laser "standard" se compose de deux ingrédients : un milieu à gain et une cavité optique. La cavité sert à piéger les photons pour qu'ils passent de nombreuses fois dans le milieu à gain. C'est cet effet de *rétroaction* qui créer un effet de seuil et un emballement au dessus du seuil, jusqu'à saturation du gain. Un laser *aléatoire* est un laser sans cavité, dont l'effet de piégeage des photons est provoqué par de la diffusion multiple: les nombreuses diffusions augmentent le temps de vie du photon dans le milieu. En augmentant la taille du système, on atteint également un seuil au delà duquel le gain (proportionnel au volume) devient supérieur aux pertes (proportionnelles à la surface). Longtemps après la première prédiction [1], cette dernière décennie a vu la réalisation expérimentale d'un certain nombre de lasers aléatoires avec différent types de milieux, tous, néanmoins, de type "matière condensée". Les caractéristiques de ces lasers ont été mesurées, souvent débattues et parfois mal comprises (voir [2, 3] pour des revues). D'où l'intérêt de réaliser un laser aléatoire avec un milieu radicalement différent, et bien maîtrisé, tel qu'un nuage d'atomes froids.

Nous présenterons donc l'état des lieux de ce projet [4]. Nous avons commencé par étudier différents mécanismes de gain pouvant être mis en œuvre dans un nuage d'atomes froids, puis nous avons réalisé, avec trois d'entre eux, un laser standard (avec une cavité) [5]. Le piégeage de la lumière par la diffusion multiple dans un nuage d'atomes froids avait également été étudié, il y a quelques années, dans notre équipe [6]. Les deux ingrédients du laser aléatoires (gain et diffusion multiple) sont donc, indépendamment, relativement facile à mettre en œuvre. En revanche, la combinaison simultanée des deux est loin d'être évidente, puisque pomper les atomes, pour obtenir du gain, réduit considérablement leur section efficace de diffusion (effet de saturation). Nous avons donc cherché à quantifier cette contrainte, ce qui nous a conduit à évaluer *le seuil* du laser aléatoire, pour deux mécanismes de gain différents [7, 8]. Les résultats montrent que la réalisation d'un laser aléatoire avec des atomes froids doit être possible, et nous traçons donc les perspectives pour la suite du projet.

2 Gain et laser avec des atomes froids

Plusieurs mécanismes de gain sont possibles, suivant le schéma de pompage utilisé. Nous en avons mis en œuvre trois: le gain Mollow, le gain Raman et le mélange à quatre ondes (un gain paramétrique).

Le gain Mollow [9] ne nécessite qu'un faisceau de pompe, proche de la résonance atomique, et un atome à deux niveaux. Le gain est obtenu via une transition à trois photons vers l'état excité ou, si l'on préfère, par une inversion de population dans la base des états habillés.

Le gain Raman exploite les différent niveaux Zeeman de l'état fondamental, dont la dégénérescence est levée par le décalage lumineux induit par le faisceau pompe. Les populations sont également déséquilibrées suite au pompage optique et du gain peut être obtenu via une transition à deux photons entre deux états fondamentaux.

Enfin, la non linéarité de l'atome peut être utilisée dans une configuration de mélange à quatre ondes (avec deux faisceaux pompes contrapropageantes), générant ainsi un gain paramétrique.

Nous avons exploité ces trois mécanismes pour produire un laser standard (avec une cavité de basse finesse) avec un piège magnéto-optique de rubidium 85 [5]. Les principales propriétés de ces lasers ont été caractérisées, ce qui nous fournis des informations importantes dans le but de choisir le mécanisme le plus adapté à l'obtention d'un laser aléatoire.

3 Gain *et* diffusion: seuil du laser aléatoire

Le gain n'est toutefois pas suffisant, puisqu'il faut que ce gain, obtenu grâce à un pompage, ne supprime pas trop le caractère diffusant de l'échantillon. La quantification de cette contrainte est facilitée par le fait que dans un système atomique comme le nôtre, où les mêmes atomes jouent à la fois le rôle de diffuseur et d'amplificateur, les sections efficaces correspondant aux deux processus s'expriment toutes deux en fonction de la même grandeur, la polarisabilité atomique. Nous avons donc pu réécrire le seuil du laser aléatoire tel qu'initialement calculé par Letokhov [1] en utilisant cette polarisabilité. On montre alors que le paramètre critique est l'épaisseur optique du nuage (définie à résonance et sans pompe), et que sa valeur critique, définissant donc le seuil du laser aléatoire, s'exprime uniquement en fonction de la polarisabilité atomique [7].

Une évaluation numérique de ce seuil, en utilisant le gain Mollow pour lequel on sait écrire analytiquement la polarisabilité [9], conduit à une épaisseur optique seuil de l'ordre de 200 [7], ce qui semble tout à fait atteignable expérimentalement.

Une évaluation expérimentale peut également être effectuée par une mesure de la polarisabilité atomique. Cette mesure peut s'obtenir par un spectre de transmission et les relations de Kramers-Kronig. Nous avons ainsi évalué le seuil du laser aléatoire basé sur le gain Raman, qui est également de l'ordre de 200 [8].

Ces évaluations reposent sur une approche diffusive pour décrire le transport de la lumière, ce qui est valide *a priori* lorsque le nombre de diffusion est grand. Or, ce n'est pas le cas avec les paramètres optimum que l'on trouve, et plus particulièrement avec le gain Mollow. Notre avons donc confronté nos évaluations avec une approche basée sur l'équation de transfert radiative, qui, elle, reste justifiée [10]. Cette comparaison montre que l'approche diffusive continue à donner de bons résultats même avec un faible niveau de diffusion [7], ce qui valide donc nos évaluations. Cela démontre également une propriété originale de notre système: le gain est tellement important qu'un laser aléatoire peut être obtenu avec très peu de diffusion.

4 Conclusion et perspectives

Nos études des différents mécanismes de gain possibles dans un nuage d'atomes froids et les premières évaluations du seuil qui leur est associé permettent d'entrevoir de manière optimiste la réalisation pratique d'un tel laser [4]. De plus, une autre configuration de gain paramétrique est également à l'étude et nous espérons qu'elle sera encore plus favorable. Enfin, le laser aléatoire basé sur des atomes froids aura des caractéristiques originales, ce qui motive encore plus sa réalisation.

5 Remerciements

Nous tenons à remercier nos anciens collègues sur ce projet, F. Michaud et D. Brivio, ainsi que nos collaborateurs A. Goetschy, V. Eremeev et S. Skipetrov. Ce projet est soutenu par l'ANR (projet CAROL ANR-06-BLAN-0096) et N.M. est financé par la DGA.

Références

[1] V. S. Letokhov, "Generation of light by a scattering medium with negative resonance absorption", Sov. Phys. JETP **26**, pp. 835–840 (1968).

[2] H. Cao, "Lasing in random media", Waves Random Media **13**, pp. R1–R19 (2003).

[3] D. S. Wiersma, "The physics and applications of random lasers", Nature Phys. **4**, pp. 358–367 (2008).

[4] W. Guerin *et al.* , "Towards a random laser with cold atoms", arXiv:0906.0714.

[5] W. Guerin, F. Michaud et R. Kaiser, "Mechanisms for Lasing with Cold Atoms as the Gain Medium", Phys. Rev. Lett. **101**, 093002 (2008).

[6] G. Labeyrie *et al.* , "Slow Diffusion of Light in a Cold Atomic Cloud", Phys. Rev. Lett. **91**, 223904 (2003).

[7] L. S. Froufe-Pérez, W. Guerin, R. Carminati et R. Kaiser, "Threshold of a Random Laser with Cold Atoms", Phys. Rev. Lett. **102**, 173903 (2009).

[8] W. Guerin, N. Mercadier, D. Brivio et R. Kaiser, "Threshold of a random laser based on Raman gain in cold atoms", Opt. Express, à paraître (2009).

[9] B. R. Mollow, "Stimulated Emission and Absorption near Resonance for Driven Systems", Phys. Rev. A **5**, pp. 2217–2222 (1972).

[10] R. Pierrat et R. Carminati, "Threshold of random laser in the incoherent transport regime", Phys. Rev. A **76**, 023821 (2007).

L'arséniure de gallium : un matériau optique non linéaire pour le moyen infrarouge.

E. Lallier[1], D. Faye[1], A. Grisard[1], B. Gérard[2]

1. Thales Research & Technology, RD 128, F-91767 Palaiseau, France

2. Alcatel-Thales III-V Lab, RD 128, F-91767 Palaiseau, France

eric.lallier thalesgroup.com

Résumé : La fabrication de cristaux de GaAs à quasi-accord de phase à faibles pertes a récemment permis la démonstration de sources cohérentes efficaces dans l'infrarouge moyen. L'exposé abordera à la fois la croissance de ces cristaux et leur caractérisation optique.

Mots-clés : infrarouge, optique non linéaire, quasi-accord de phase, arséniure de gallium.

Les sources cohérentes de rayonnement dans l'infrarouge moyen peuvent être utiles à de nombreuses applications civiles et militaires exploitant les bandes de transmission atmosphériques, ou, à l'opposé, les bandes d'absorption d'un grand nombre de molécules. Les matériaux optiques non linéaires jouent un rôle clé dans la réalisation de ces sources dans la mesure où ils permettent de convertir en fréquence le rayonnement laser issu de sources matures et puissantes émettant dans le proche infrarouge (1 à 2 µm).

L'Arséniure de Gallium (GaAs) possède d'excellentes propriétés pour la conversion de fréquence et constitue probablement l'un des matériaux non linéaires les plus attractifs pour l'infrarouge moyen. Il combine en effet un coefficient optique non linéaire d'ordre 2 élevé (d_{14}≈ 100 pm/V), une gamme de transparence appropriée (1-16 µm), et d'excellentes propriétés mécaniques et themiques [1]. Si son caractère optique isotrope interdit la réalisation de l'accord de phase par biréfringence, il est possible de recourir à la technique du quasi-accord de phase pour exploiter au mieux ses propriétés non linéaires. Le quasi-accord de phase consiste en pratique à inverser périodiquement l'orientation du cristal pour changer le signe du coefficient non linéaire et à rétablir la bonne relation de phase.

Les limitations rencontrées avec les premiers cristaux de GaAs à quasi-accord de phase basés sur la soudure de lames minces à orientations alternées [2] ont été dépassées en développant un procédé de fabrication sur substrat entier mettant en œuvre des technologies matures de l'optoélectronique [3] : on rapporte dans un premier temps un film mince de GaAs sur un substrat de GaAs par adhésion atomique, puis on définit des bandes périodiques par photolithographie et attaques sélectives. On procède enfin à une croissance épaisse de GaAs par épitaxie en phase vapeur aux hydrures (EPVH). L'EVPH permet d'atteindre une vitesse de croissance de 30 µm/h tout en préservant la périodicité d'orientation et avec un très faible dopage résiduel, un point essentiel pour la transparence dans l'infrarouge. Il est ainsi possible de réaliser des couches de 0,5 à 1 mm d'épaisseur permettant la propagation libre des faisceaux en interaction.

Après un bref historique des recherches menées dans ce domaine, l'exposé détaillera les différentes étapes technologiques permettant d'aboutir de façon reproductible à des structures épaisses de plusieurs centimètres et caractérisées par de très faibles pertes (≈ 0.01 cm^{-1}). Il se poursuivra par la présentation de résultats récents de sources infrarouges basées sur l'oscillation paramétrique et la différence de fréquences, mettant en valeur la qualité optique des cristaux réalisés [4-6].

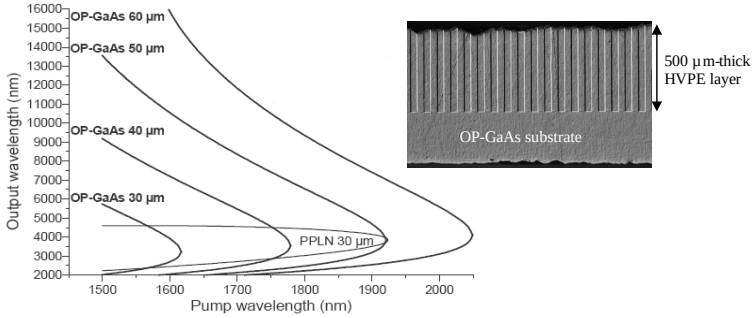


Figure 1: accordabilité d'un oscillateur paramétrique optique à base de GaAs à quasi-accord de phase en fonction de la longueur d'onde de pompage et pour différentes périodes d'orientation (gauche). Section révélée chimiquement d'un échantillon avec une structure périodique (63 µm) de 500 µm d'épaisseur (droite).

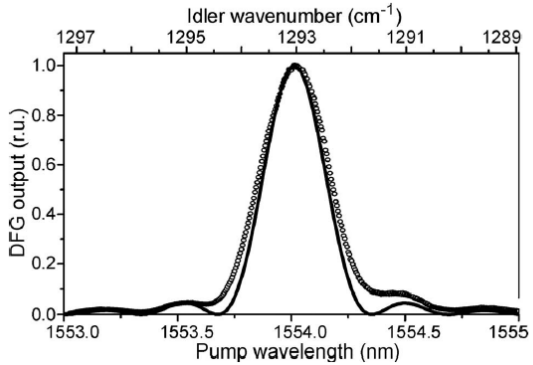


Figure 2 : génération de rayonnement vers 8 µm par différence de fréquences à partir de sources laser à fibres dopées Er^{3+} (1,5 µm) et Tm^{3+} (1,9 µm). L'acceptance spectrale mesurée (points) sur l'échantillon de 33 mm est proche de la courbe théorique (ligne), (réf. 6).

Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier C. Kieleck, M. Eichhorn et A. Hirth de l'institut Saint-Louis (ISL) pour la réalisation des expériences d'oscillation paramétrique, ainsi que S. Vasilyev, S. Schiller et A. Nevsky de l'université de Düsseldorf pour les expériences de différence de fréquences. Les auteurs tiennent également à remercier la Direction générale de l'armement (DGA/UM-TER/CGN), ainsi que la Communauté européenne (projets VILLAGE [http://www.neo.no/village] et MIRSURG [http://www.mirsurg.eu]).

Références

[1]. E.D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids* (Academic Press, Orlando, 1985).

[2]. L.A. Gordon, G.L. Woods, R.C. Eckardt, R.R. Route, R.S. Feigelson, M.M. Fejer, and R.L. Byer, "Diffusion-bonded stacked GaAs for quasi-phase-matched second-harmonic generation of a carbon dioxide laser", *Electron. Lett.* **29**, 1942-1944 (1993).

[3]. L.A. Eyres, P.J. Tourreau, T.J. Pinguet, C.B. Ebert, J.S. Harris, M.M. Fejer, L. Becouarn, B. Gerard, and E. Lallier, "All-epitaxial fabrication of thick, orientation-patterned GaAs films for nonlinear optical frequency conversion," *Appl. Phys. Lett.* **79**, 904-906 (2001).

[4]. K. L. Vodopyanov, O. Levi, P. S. Kuo, T. J. Pinguet, J. S. Harris, M. M. Fejer, B. Gérard, L. Becouarn, E. Lallier, "Optical parametric oscillation in quasi-phase-matched GaAs", *Opt. Lett.* **29**, 1912-1914 (2004).

[5]. C. Kieleck, M. Eichhorn, A. Hirth, D. Faye and E. Lallier., "High efficiency 20-50 kHz mid-infrared orientation-patterned GaAs optical parametric oscillator pumped by a 2 µm holmium laser", *Opt. Lett.*, **34**, pp. 262-264, 2009.

[6]. S. Vasilyev, S. Schiller, A. Nevsky, A. Grisard, D. Faye, E. Lallier, Z. Zhang, A. J. Boyland, J. K. Sahu, M. Ibsen and W. A. Clarkson, "Broadly tunable single-frequency cw mid-infrared source with milliwatt-level output based on difference frequency generation in orientation-patterned GaAs", *Opt. Lett.*, **33**, pp. 1413-15 (2008).

Non-linéarités optiques des polaritons de cavité

Jacqueline Bloch[1,*], Daniele Bajoni[1,2], Esther Wertz[1], Lydie Ferrier[1], Pascale Senellart[1], Audrey Miard[1], Aristide Lemaître[1], Isabelle Sagnes[1] et Sophie Bouchoule[1]

1. laboratoire de Photonique et de Nanostructures, LPN/CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis
2. presently at CNISM UdR Pavia and Dipartimento di Elettronica,
Universitµa degli Studi di Pavia, via Ferrata 1, 27100 Pavia, Italy
**jacqueline.bloch@lpn.cnrs.fr*

Résumé : Les polaritons de cavité sont des quasi-particules issues du couplage fort entre les excitons de puits quantiques et le mode optique d'une microcavité. Ce sont des états intriqués exciton-photon qui présentent de très fortes non-linéarités optiques, liées à leur partie excitonique, et une statistique bosonique qui rend possible la population d'un même état quantique avec un grand nombre de polaritons (dégénérescence quantique). Les polaritons de cavité font l'objet aujourd'hui de nombreux travaux de recherche et dévoilent une physique fascinante avec par exemple les premières signatures de la condensation de Bose, la génération de photons corrélés, ou encore l'effet Hall optique de spin.

Nous présenterons nos travaux récents sur la physique des polaritons de cavité et leurs perspectives. Nous montrerons comment l'utilisation des modes discrets de polaritons confinés dans un pilier de taille micrométrique permet la condensation des polaritons dans un état quantique parfaitement contrôlé, formant ainsi une nouvelle source de lumière cohérente de bas seuil [1]. Les modes discrets d'un micropilier unique sont également un bon système pour déclencher l'oscillation paramétrique en vue de la génération de photons corrélés [2].

Dans une deuxième partie, je présenterai des diodes à polaritons dans lesquelles l'injection électrique des polaritons est clairement mise en évidence [3]. Une bistabilité électro-optique très prononcée a été observée dans ces structures de type p-i-n, basée sur un nouveau mécanisme de rétroaction, à savoir l'écrantage du couplage fort par le champ électrique intra-cavité [4].

Mots-clés : polariton, microcavity, laser, bistability

Références

[1] D. Bajoni, P. Senellart, E. Wertz, I. Sagnes, A. Miard, A. Lemaître, and J. Bloch, "Polariton laser using single micropillar GaAs-GaAlAs semiconductor cavities", Phys. Rev. Lett. **100**, 047401 (2008)

[2] D. Bajoni, E. Peter, P. Senellart, J. L. Smirr, I. Sagnes, A. Lemaître, and J. Bloch, " Polariton parametric luminescence in a single micropillar", Applied Phys. Lett. **90**, 051107 (2007)

[3] D. Bajoni, E. Semenova, A. Lemaître, S. Bouchoule, E. Wertz, P. Senellart, and J. Bloch, "Polariton light emitting diode in a GaAs based microcavity", Phys. Rev. B **77**, 113303 (2008)

[4] D. Bajoni. E. Semenova, A. Lemaître, S. Bouchoule, E. Wertz, P. Senellart, S. Barbay, R. Kuszelewicz, and J. Bloch, "Optical bistability in a GaAs based polariton diode",Phys. Rev. Lett. **101**, 266402 (2008)

Capture des corrélations de photons aux temps ultracourts par absorption à deux photons dans les semi-conducteurs : l'expérience d'Hanbury-Brown et Twiss revisitée

F. Boitier[1], A. Godard[1,*], E. Rosencher[1,2], C. Fabre[3]
1. Onera – the French Aerospace Lab, chemin de la Hunière, 91761 Palaiseau cedex
2. Département de Physique, École Polytechnique, 91763 Palaiseau cedex
3. Laboratoire Kastler Brossel, Université Pierre et Marie Curie-Paris 6, ENS, CNRS, CC74 75252 Paris cedex 05
** antoine.godard@onera.fr*

Résumé : Nous montrons que la mesure des corrélations quantiques de photons aux temps ultracourts est rendue possible par l'utilisation de détecteurs à semi-conducteurs utilisant le processus d'absorption à deux photons. La réalisation d'expériences d'Hanbury-Brown et Twiss est alors effectuée avec un gain de six ordres de grandeur de la résolution temporelle permettant de mettre en évidence expérimentalement pour la première fois l'effet de *photon bunching* dans le rayonnement de sources chaotiques telles que le corps noir. L'étude des corrélations de photons est également effectuée pour une source de fluorescence paramétrique avec une résolution sub-femtoseconde.

Mots-clés : corrélations quantiques de photons, absorption à deux photons

1. Introduction – contexte

Les photons présentent des corrélations temporelles qui dépendent de leur processus d'émission. En particulier, les photons émis par des sources incohérentes tendent à être détecté par paquets. Cet effet, plus connu sous le nom de *photon bunching*, a été observé pour la première fois dans l'expérience de Hanbury-Brown et Twiss (HBT), dans les années cinquante, par la mesure du temps d'arrivé des photons issus d'une source partiellement cohérente sur deux modules distincts de comptage de photons [1].

L'expérience de HBT permet la mesure du degré de cohérence d'ordre deux [2] :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\left\langle \hat{E}^{(-)}(t+\tau)\hat{E}^{(-)}(t)\hat{E}^{(+)}(t)\hat{E}^{(+)}(t+\tau)\right\rangle}{\left\langle \hat{E}^{(-)}(t)\hat{E}^{(+)}(t)\right\rangle^2}, \qquad (1)$$

où $\hat{E}^{(+)}(t)$ et $\hat{E}^{(-)}(t)$ sont l'opérateur champ électrique complexe et son conjugué hermitien respectivement, tandis que $\langle\ \rangle$ correspond à l'espérance quantique complétée par une moyenne d'ensemble pour les états statistiques. Il est possible de montrer que $g^{(2)}(0)$ doit toujours être supérieur ou égal à 1 pour un champs classique et est égal à 2 pour une source chaotique.

De manière surprenante, la valeur de 2 de $g^{(2)}(\tau = 0)$, interprétée comme du *photon bunching*, n'a jamais été observée expérimentalement pour de véritables sources thermiques comme le corps noir. Cela est dû au temps de réponse τ_r des détecteurs optiques qui est, au mieux, de l'ordre de la nanoseconde. En effet, comme Scarl l'a démontré [3], la valeur expérimentalement mesurée de $g^{(2)}(\tau = 0) - 1$ se trouve alors atténuée d'un facteur τ_c / τ_r où τ_c est le temps de cohérence de la source, et est donc significative seulement lorsque le temps de corrélation est supérieur au temps de réponse de détection.

Dès les débuts de l'optique quantique, l'absorption à deux photons (TPA, *two-photon absorption*) a été envisagée pour mesurer les corrélations de photon [4]. En effet, le taux de transition pour un processus TPA est directement relié à l'espérance de $\hat{E}(t)^{(-)}\hat{E}(t)^{(-)}\hat{E}(t)^{(+)}\hat{E}(t)^{(+)}$. De manière imagée, le processus de TPA peut être interprété comme la transition d'un électron de la bande de valence vers un niveau « virtuel » à l'intérieur de la bande interdite d'énergie E_g, suivie d'une transition vers un état réel de la bande de conduction (Fig. 1(a)). Pour qu'un tel processus ait lieu, les deux photons doivent être absorbés pendant un intervalle de temps plus court que le temps de vie d'Heisenberg $\hbar/E_g$ ($< 10^{-15}$ s) (Fig. 1(b)). Cette technique est donc bien adaptée à l'étude des corrélations de photons au temps ultracourts. De plus, comme le processus de TPA a lieu pour tous les photons d'énergies supérieure à $E_g/2$ et inférieure à E_g. La bande passante de détection est donc extrêmement large.

3. Expérience HBT utilisant l'absorption à deux photons dans un semi-conducteur

Le détecteur utilisé pour l'expérience est un photomultiplicateur pourvu d'une photocathode en GaAs (Hamamatsu, H7421-50) – tel que suggéré dans [5] – de manière à pouvoir étudier le rayonnement optique pour des longueurs d'onde comprises entre 900 nm et 1800 nm. Avec un tel dispositif, le photo-courant est fortement amplifié grâce à la multiplication des photoélectrons, permettant d'effectuer du comptage de photon avec un niveau de coup sombre de 40 coups/s – soustraits des données expérimentales dans les résultats.

La Fig. 1(c) présente un diagramme schématique de l'expérience de mesure de corrélations dont les détails peuvent être trouvés dans [6]. Pour cette première expérience, deux sources optiques incohérentes ont été utilisées : une source ASE (*Amplified Sponteneous Emission*) à base de fibre optique dopée Er^{3+} émettant vers 1,55 µm et une lampe halogène ayant des propriétés proches d'un corps noir de température 3000 K (± 100 K).

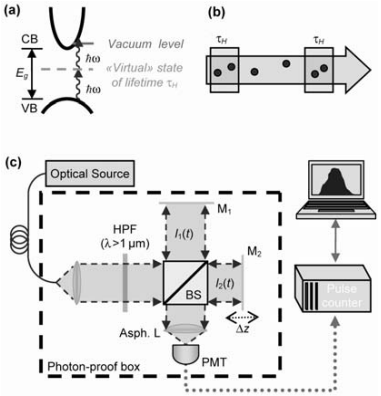


Fig. 1 : absorption à deux photons dans un semi-conducteur et mesure de temps de corrélation (a,b) ; dispositif expérimental (c).

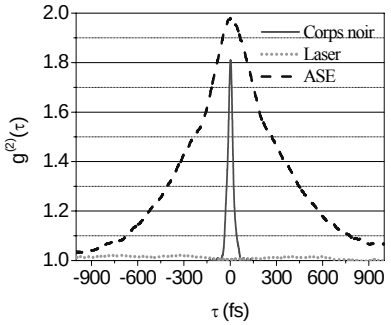


Fig. 2 : degrés de cohérence d'ordre deux de différences sources optiques : laser monomode, source ASE et corps noir.

Les interférogrammes sont réalisés en modifiant la longueur d'un des bras de l'interféromètre relativement à celle de l'autre bras. Le signal interférométrique ainsi obtenue est donné par :

$$\frac{I(\tau)}{I_1 + I_2} = 1 + 2G_2(\tau) + 4\,\mathrm{Re}\left[F_1(\tau)e^{-i\omega\tau}\right] + \mathrm{Re}\left[F_2(\tau)e^{-2i\omega\tau}\right] \qquad (2)$$

où I_1 et I_2 sont les signaux de photo-détection obtenus séparément pour chacun des bras de l'interféromètre ; G_2 est le signal d'interférences d'intensité pures alors que F_1 et F_2 contiennent également la contribution des interférences de phase d'ordre un. La fonction de cohérence d'ordre deux $G_2(\tau)$ est extraite en isolant les basses fréquences de l'interférogramme.

En supposant un décorrélation totale pour les longs retards, la fonction $g^{(2)}$ est obtenue en traçant $g^{(2)}(\tau) = G_2(\tau) / G_2(\infty)$. La Fig. 2 compare les degrés de cohérence d'ordre deux obtenus pour un laser monomode continu, la source ASE et la lampe halogène. À $\tau = 0$, les valeurs obtenues sont 1,0 ± 0,1 pour le laser, 1,97 ± 0,1 pour l'ASE et 1,8 ± 0,1 pour la lampe halogène. L'effet de *photon bunching* est donc clairement observé pour de véritables sources chaotiques. De plus, les résultats obtenus présentent un bon accord avec les prévisions théoriques pour des temps de cohérence égaux à 534 fs et 37 fs pour l'ASE et la lampe halogène respectivement, en bon accord avec la largeur spectrale des sources (300 nm pour la seconde).

Une seconde série d'expérience a ensuite été réalisée afin de caractériser les propriétés de cohérence d'ordre deux d'une source de fluorescence paramétrique constituée d'un cristal de PPLN pompé par des impulsions de 10 ps émises à une cadence de répétition de 80 MHz par un laser Ti:saphir à verrouillage de modes. La longueur d'onde de pompe est de 780 nm et l'accord en température du cristal non linéaire permet d'étudier aussi bien le fonctionnement à la dégénérescence que pour des longueurs d'onde signal et complémentaire bien distinctes. L'étude des corrélations de photons est effectuée pour ces deux cas de figure avec une résolution temporelle sub-femtoseconde au moyen de l'interféromètre HBT.

Les résultats des différentes expériences et leur discussion ainsi que les potentialités d'améliorations de la technique seront détaillés lors de la présentation.

Références

[1] R. Hanbury-Brown and R.Q. Twiss, "Correlation between photons in two coherent beams of light," *Nature* **177**, 27-29 (1956).
[2] R. Loudon, *The Quantum Theory of Light*, ed. (Oxford Univ. Press, Oxford, 2000).
[3] D. B. Scarl, "Measurements of photon correlations in partially coherent light," *Phys. Rev.* **175**, 1661-1668 (1968).
[4] B. R. Mollow, "Two photon absorption and field correlation functions," *Phys. Rev.* **175**, 1555-1563 (1968).
[5] J. M. Roth, T. E. Murphy and C. Xu, "Ultrasensitive and high-dynamic-range two-photon absorption in a GaAs photomultiplier tube," *Opt. Lett.* **27**, 2076-2078 (2002).
[6] F. Boitier, A. Godard, C. Fabre and E. Rosencher, "Measuring photon bunching at ultrashort timescale by two-photon absorption in semiconductors," *Nature Phys.* **5**, 267-270 (2009)

Les lasers : bientôt 50 ans !

Lucile Julien
Laboratoire Kastler Brossel
Université Pierre et Marie Curie
4 place Jussieu
75252 Paris cedex 05
lucile.julien@spectro.jussieu.fr

On fêtera en 2010 les 50 ans du premier laser. Cette conférence, s'adressant à un public large, sera l'occasion de revenir à la fois sur les origines du laser mais aussi sur certaines des nombreuses applications qui ont accompagné l'histoire de son développement. Les multiples réalisations de l'effet laser ont permis de mettre au point des lasers de plus en plus petits, d'autres de plus en plus puissants, des impulsions de plus en plus brèves, des longueurs d'onde de plus en plus variées, … Les lasers ont envahi notre vie quotidienne tout en étant des instruments très performants au service de la recherche fondamentale. Quelques exemples seront présentés dans différents domaines : médecine, énergie nucléaire, spectroscopie de haute résolution, information et communication, manipulation d'atomes et d'objets de petite taille, métrologie.

Les grandes orientations des années à venir en Astronomie

Farrokh VAKILI[1,*], Denis MOURARD[1]
1. Observatoire de la Côte d'Azur, UNS, CNRS UMR6525 Fizeau, BP4229, 06304 Nice Cedex
Farrokh.Vakili@oca.eu

Résumé : Cette conférence vise à dresser le tableau des grandes questions de l'Astronomie d'aujourd'hui et montrera comment les équipes dans le monde, et en particulier à l'Observatoire de la Côte d'Azur, abordent ces challenges du point de vue des développements instrumentaux.
Mots-clés : Astronomie, Instrumentation.

Présentation

L'Astronomie connaît aujourd'hui un véritable âge d'or. Ces dernières années ont apporté de nombreuses découvertes qui ont enflammé les esprits de tout bord, que ce soit les premières planètes orbitant autour d'autres étoiles ou l'accélération de l'Univers dominé par les questions énigmatiques de la matière noire et de l'énergie noire.
Face à ces découvertes et aux questions majeures toujours plus nombreuses qu'elles soulèvent, les équipes à travers le monde travaillent, en particulier, à l'amélioration des outils d'investigation. Qu'ils s'agissent des télescopes géants, des flotilles de satellites ou d'instruments aux performances toujours plus poussées, ces travaux visent à apporter des moyens de répondre aux questions astrophysiques qui nous animent, à savoir l'origine et l'évolution des grandes structures de l'Univers et des galaxies, l'astrophysique des hautes énergies et les nouveaux messagers que sont les astroparticules et les ondes gravitationnelles, la physico-chimie des milieux inter- et circumstellaires, l'origine, la structure et l'évolution des étoiles et des systèmes planétaires, l'origine et l'évolution du système solaire et notamment les relations soleil-Terre et enfin les aspects plus transverses comme les processus physiques en astrophysique ou les systèmes de référence spatio-temporels.
A travers une analyse des grandes questions de ces thèmes on montrera comment l'imagination et l'inventivité des astronomes tâchent de répondre de manière instrumentale à ces questions et l'on analysera le rôle et la place particulière que jouent les équipes locales et françaises en la matière.

Résumés des contributions par affiches

Elaboration et caractérisation de structures laser à base de nitrures d'éléments III pour une émission dans le vert

L. Bodiou[1,*], H.P.D. Schenk[1], P. Demolon[1], M. Nemoz[1], P. Vennéguès[1], A. Courville[1], P. de Mierry[1], J.Y. Duboz[1], A. Vajpeji[2], P.P. Maaskant[2], B. Corbett[2], A.D. Dräger[3], A. Hangleiter[3]

1. CRHEA-CNRS, UPR 10, Rue Bernard Grégory, Sophia Antipolis, 06560 Valbonne
2. Tyndall National Institute, Lee Maltings, Cork, Ireland
3. Technical University of Braunschweig, Mendelssohnstraße 2, 38106 Braunschweig, Allemagne
loic.bodiou@crhea.cnrs.fr

Résumé : Nous présentons une caractérisation détaillée d'un laser à semi-conducteur à base d'AlGaInN émettant dans le bleu (~ 410 nm) ainsi que les modifications apportées à cette structure afin de décaler la longueur d'onde d'émission vers le vert. Nous avons remplacé la couche de confinement optique en AlGaN par une couche d'AlInN en accord de maille sur GaN et présentant une plus forte différence d'indice avec le GaN. Une adaptation du procédé de croissance des puits quantiques permettant d'obtenir des rendements de luminescence élevés dans le vert sera également discutée.

Mots-clés : laser à semi-conducteur, GaN, épitaxie en phase vapeur aux organométalliques.

Le contrôle de la croissance des nitrures d'éléments III (Al,Ga,In)N a permis la réalisation de diodes électroluminescentes (DEL) couvrant une large gamme spectrale [1]. L'émission des diodes lasers (DL) basée sur ces alliages a, quant à elle, longtemps été limitée au domaine du bleu-ultaviolet [2]. Des DL à base d'AlGaInP émettant dans le rouge existent également depuis plusieurs années. Une demande industrielle forte pour des applications liées notamment à l'affichage par projection ou l'éclairage a alors motivé d'intenses recherches afin de développer ces sources laser compactes émettant dans le vert. Actuellement, ce type de laser est principalement obtenu par génération de seconde harmonique à partir d'un laser infrarouge. Ces derniers mois ont donc vu l'émergence d'un champ de recherches très actif visant à combler ce fossé spectral. Aussi, de récents résultats ont démontré la faisabilité de DL aux alentours de 500 nm basées sur l'utilisation d'AlGaInN sur substrats semi- ou non-polaires [3] et polaires [4,5].

Les difficultés de réalisation de ce type de structure laser sont multiples. D'une part, le contraste d'indice entre les couches de confinement optique actuellement utilisées (super-réseau (SR) AlGaN/GaN) et le guide d'onde (GaN) chute fortement entre 400 et 500 nm. Pour remédier à ce problème, l'augmentation de la teneur en Al dans le SR a été envisagée mais celle-ci engendre une chute de la conductivité électrique de la couche et introduit, en raison du désaccord de maille, de fortes contraintes néfastes à la qualité cristalline de la structure. D'autre part, l'augmentation de la longueur d'onde d'émission n'est possible qu'en modifiant la composition d'In dans les puits (de 10-15% à environ 35%). Ceci est délicat à réaliser en raison de la faible stabilité des alliages d'InGaN riches en In et nécessite une modification des conditions de croissance des couches ultérieures afin de ne pas détériorer les puits.

Pour faire face à ces deux contraintes, nous avons modifié la structure d'une diode laser émettant à 410 nm réalisée au CRHEA. Les principaux changements résident dans le remplacement du SR AlGaN/GaN par un SR AlInN/GaN et dans l'adaptation du procédé de croissance des puits quantiques afin d'obtenir une meilleure incorporation de l'In dans les multi-puits quantiques (MPQ) d'InGaN. Nous présenterons une comparaison des caractéristiques de ces deux types de structure laser ainsi que les résultats obtenus sur des diodes électroluminescentes en fonction des conditions de croissance des puits quantiques.

La croissance des échantillons s'est déroulée par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM) sur des substrats de saphir de 2 pouces orientés suivant l'axe (0001). Les structures laser se composent alors d'une couche épaisse de GaN:Si (2-3 µm), d'une couche de confinement optique de type *n* constituée d'un SR de 120 périodes d'$Al_{0.13}Ga_{0.87}N$/GaN:Si (6nm/2.5nm) ou d'un SR de 4 périodes d'$Al_{0.83}In_{0.17}N$/GaN (83 nm/7.5 nm), d'un guide d'onde de 110 nm de GaN:Si, d'une couche active formée de 4 MPQ d'$In_{0.15}Ga_{0.85}N$/GaN (2.5 nm/10 nm), d'une fine couche (20 nm) en $Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ bloquant les électrons dans la zone active, d'un guide d'onde de type p en GaN:Mg (100 nm), d'une couche de confinement optique de type *p* formée d'un SR de 105 périodes d'$Al_{0.14}Ga_{0.86}N$/GaN:Mg (2.5 nm/2.5 nm) et d'une fine couche de GaN:Mg.

La Figure 1a) montre une image de microscopie électronique en transmission de la structure laser comprenant un alliage d'AlInN dans la couche de confinement optique. Cet alliage présente une conductivité de type *n* lorsqu'il n'est pas intentionnellement dopé. De plus, il offre l'intérêt, lorsqu'il contient un pourcentage d'In égal à 17% [6], d'être en accord de maille sur GaN (ce qui réduit considérablement les contraintes dans la structure) et de présenter un fort contraste d'indice avec le GaN (~7% à 500 nm, équivalent à celui obtenu avec de l'$Al_{0.5}Ga_{0.5}N$). Cependant, les images MET montrent que l'utilisation de cette couche ne réduit pas le nombre de dislocations dans la structure et que des défauts apparaissent aux interfaces AlInN/GaN.

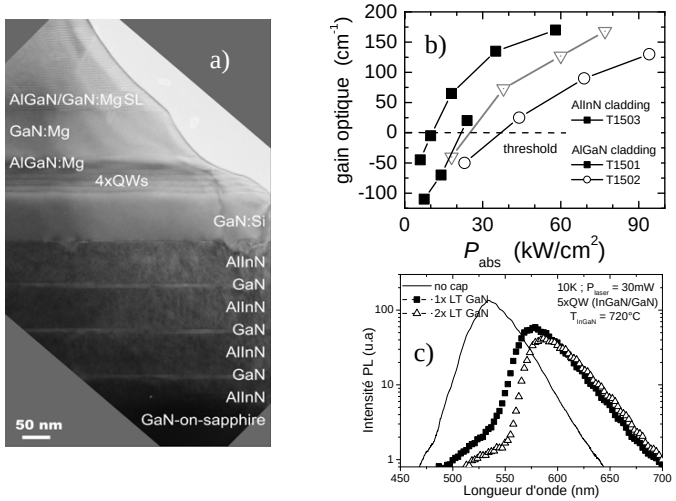


Figure 1 : a) Image MET d'une coupe transverse d'une structure laser faisant apparaître le SR AlInN/GaN. b) Gain optique en fonction de la puissance de pompe absorbée pour deux types de couche de confinement optique (AlInN et AlGaN). c) Effet de la couche protectrice en GaN sur la photoluminescence des MPQ.

Les spectres d'électroluminescence (EL) des MPQ épitaxiés sur ces deux types de SR ne présentent pas de différences significatives. Les mesures de gain optique à température ambiante (λ_{pompe}=380 nm) réalisées par la méthode dite de la "zone à longueur variable" (Figure 1b) ont permis de mettre en évidence un seuil laser à 0.42 MW·cm^{-2} correspondant à une densité de puissance absorbée de 10 kW·cm^2. Ce seuil mesuré en différentes positions sur la couche contenant une couche de confinement en AlInN s'est révélé inférieur ou égal à celui obtenu avec la structure initiale (SR AlGaN/GaN)[7]. La structure de base utilisant un SR AlGaN/GaN a déjà permis de réaliser une diode laser fonctionnant à 408 nm (injection impulsionnelle de 17 kA·cm^{-2}, structure ruban 3 µm × 800 µm). Ces résultats suggèrent donc que cette nouvelle structure contenant de l'AlInN devrait également nous permettre de réaliser une diode laser [8].

Une nouvelle procédure d'épitaxie des MPQ de la zone active a également été mise au point. Cette technique consistant à recouvrir les puits d'InGaN d'une fine couche de GaN basse température nous a permis d'incorporer une plus grande quantité d'In tout en préservant une efficacité de recombinaison élevée (Figure 1c).

Le remplacement de la couche de confinement optique (SR AlGaN/GaN) par un SR AlInN/GaN a donc permis de réduire les contraintes dans la structure laser et d'améliorer ses caractéristiques en pompage optique. De plus, l'optimisation de la croissance des MPQ a permis de mieux contrôler l'incorporation de l'In dans ces puits et ainsi d'obtenir de bons rendements de luminescence aux grandes longueurs d'onde. Ces travaux nous permettent donc d'envisager la réalisation prochaine d'une structure laser dont l'émission sera sensiblement décalée dans le vert.

Remerciements

Ce travail a été financé par l'Agence Nationale de la Recherche et par le projet ERA-SPOT "True green nitride diode lasers".

Références

[1] S. Nakamura, *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys., Part 2 **34**, L797 (1995).
[2] S. Nakamura *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys., Part 2 **35**, L74 (1996).
[3] A. Tyagi *et al*, Appl. Phys. Express **1**, 091103 (2008).
[4] D. Queren *et al.*, Appl. Phys. Lett. **94**, 081119 (2009).
[5] T. Miyoshi *et al.*, Appl. Phys. Express **2**, 062201 (2009).
[6] J.-F. Carlin and M. Ilegems, Appl. Phys. Lett. **83**, 668 (2003).
[7] A. Castiglia *et al.*, Appl. Phys. Lett. **94**, 193506 (2009).
[8] H. P. D. Schenk *et al*, Appl. Phys. Lett. **93**, 081116 (2009).

Modulation directe à 10 GHz de nanolasers à cristaux photoniques.

R. Braive, S. Barbay, I. Sagnes, R. Hostein, A. Miard, A. Lemaître, I. Robert-Philip and A. Beveratos*
Laboratoire de Photonique et Nanostructures - CNRS. 91460 Marcoussis. FRANCE
** alexios.beveratos@lpn.cnrs.fr*

Résumé : L'ingénierie de l'émission spontanée dans les lasers permet la réalisation de laser « sans seuil ». De tels lasers exploitent des effets d'électrodynamique quantique en cavité (EDQC) obtenus en isolant le milieu à gain dans une mcirocavité optique : l'émission spontanée est accélérée et préférentiellement guidée dans le mode utile du composant. Dans ce contexte, le passage du seuil est progressif et non abrupt. D'autre part, le temps d'allumage du laser est réduit, permettant d'accroître la bande de modulation en grands signaux, qui atteint 10 GHz dans nos expériences. Le chirp induit est indépendant de la séquence de bit.
Mots-clés : Nanolaser, Laser sans seuil, Modulation haute fréquence, Boite Quantique

1. Introduction

L'émission spontanée n'est pas une propriété intrinsèque d'un dipôle émetteur, mais peut être modifiée grâce à une ingénierie des modes électromagnétiques entourant le dipôle. Ce phénomène d'EDQC permet notamment de réduire la durée de vie, ainsi que de rediriger l'émission spontanée vers un mode défini. Dans un laser conventionnel, le taux d'émission spontanée dans le mode laser par rapport à tous les autres modes (β) est négligeable (de l'ordre de $\beta=10^{-5}$). Dans le cas de lasers utilisant des effets d'EDQC, β peut prendre des valeurs proches de 1, avec un impact significatif sur les caractéristiques de fonctionnement de la source. Ainsi, le seuil laser se trouve mal défini. De plus de tels lasers peuvent présenter des bandes accrues de modulation en régime de grands signaux avec une fréquence supérieure à 1 GHz.

2. Laser a large modulation directe

Le choix de la cavité laser est dicté par la nécessité de fortement accélérer le processus d'émission spontanée dans le mode utile. Pour ce, la microcavité doit présenter de faibles pertes optiques (grand facteur de qualité Q) et un petit volume modal (V). De ce point de vue, les cavités à cristaux photoniques sur membrane suspendue présentent des performances inégalées. Un exemple est la cavité à double heterostructure, qui présente un volume modal inférieur à λ^3 et un facteur de qualité théorique supérieur à $Q=10^6$. En réalisant de telles cavités en GaAs comprenant un milieu à gain composé de boites quantiques en InAs, nous avons pu observer un effet laser dans des sources à fort β sous excitation impulsionnelle.

Dans cette étude, le signal de luminescence issu de la cavité, dispersé par un monochromateur, est analysé soit par une caméra CCD Si ou bien à l'aide d'une camera streak pour accéder à la réponse temporelle du laser. La figure 1 montre en échelle logarithmique la courbe de la puissance émise par le laser en fonction de la puissance de pompe. Il apparaît que le seuil est mal défini et s'étend sur environ un ordre de grandeur de la puissance de pompe, preuve d'une fraction importante d'émission spontanée dans le mode laser estimée à $\beta=0.67$.

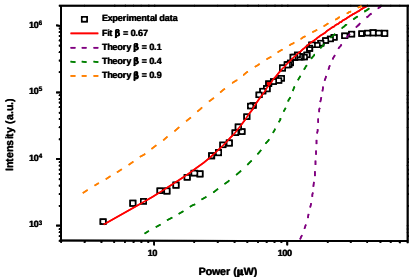


Fig. 2 : Courbe caractéristique (puissance de sortie en fonction de la puissance d'excitation)

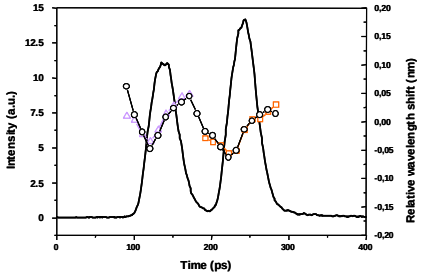


Fig. 1 : Réponse temporelle et évolution de la longueur d'onde en fonction du temps sous modulation directe à 10 GHz

La figure 2 montre la réponse temporelle du laser sous excitation impulsionnelle suite à une excitation par deux impulsions de pompe de 3 ps de largeur, séparée de 100 ps. La source délivre alors deux impulsions de lumière laser, avec un taux d'extinction entre les deux impulsions de 19 dB. La largeur des impulsions est de 35 ps, limité par le temps de capture des porteurs et par le facteur de qualité de la cavité. Sur le même graphique est reportée la variation de la longueur d'onde de signal laser rayonné en fonction du temps (chirp). Les triangles et les carrés représentent respectivement le chirp lorsque la cavité est excitée uniquement par la première ou seconde impulsion de pompe. Les cercles quant à eux représentent le chirp lorsque la microcavité est excitée par les deux impulsions. Il apparaît que le chirp est bien indépendant du motif imprimé par la modulation. Ceci démontre que le système a complètement relaxé sur une échelle de temps inférieure à 100 ps [1].

3. Nanolaser continu à température ambiante.

Les expériences présentées ci-dessus ont été réalisées à partir de cavités en GaAs comprenant des boites quantiques InAs/GaAs comme milieu à gain. Ces boîtes, qui rayonnent vers 950 nm, imposent un fonctionnement à basse température (4K). Inversement les boites quantiques InAs/InP présentent de faible pertes non-radiatives à température ambiante et peuvent émettre autour de 1.55µm [2]. En isolant ces boîtes dans des cavités à double hétérostructure sur InP de facteur de qualité de Q=44000 [3], nous avons pu réaliser des lasers à émission spontanée contrôlée. Le spectre d'émission laser issu de telles structures à 300 K est fortement monomode (figure 3 (gauche)) avec un taux de rejection de plus de 30 dB, et la courbe caractéristique présente une transition peu marquée au seuil (fig 3 (centre)). Des mesures d'autocorrélation sous excitation pulsée montrent un passage progressif d'un état thermique vers un état cohérent, ce dernier n'étant atteint que 10 fois au dessus du seuil.

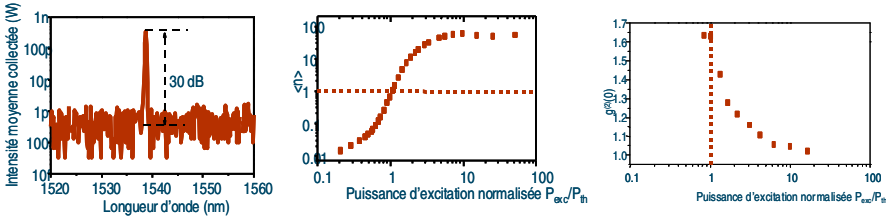


Fig. 3 : (gauche) Spectre de la cavité – (centre) Courbe caractéristique et (Droite) Fonction de cohérence de 2d ordre en fonction de la puissance de pompe

4. Conclusion

Nous avons démontré la possibilité d'utiliser les effets d'électrodynamique quantique afin d'obtenir des nanolasers pouvant être modulés à des cadences de 10 GHz et qui présentent un chirp linéaire. De plus, nous avons mis en oeuvre un nanolaser fonctionnant à température ambiante, à 1.54 µm présentant un passage de l'état thermique à cohérent sur une plage de puissance importante.

Références

[1] R. Braive, S. Barbay, I. Sagnes, A. Miard, I. Robert-Philip and A. Beveratos, Transient chirp in high-speed photonic-crystal quantum-dot lasers with controlled spontaneous emission" Opt. Lett. 34, 554 (2009)
[2] A. Michon, R. Hostein, G. Patriarche, N. Gogneau, G. Beaudoin, A. Beveratos, I. Robert-Philip, S. Laurent, S. Sauvage, P. Boucaud, and I. Sagnes "Metal organic vapor phase epitaxy of InAsP/InP(001) quantum dots for 1.55 µm applications: Growth, structural, and optical properties" *J. Appl. Phys.* **104**, 043504 (2008)
[3] R. Hostein, R. Braive, M. Larque, K.H. Lee, A. Talneau, L. Le Gratiet, I. Robert-Philip, I. Sagnes, and A. Beveratos, "Room temperature spontaneous emission enhancement from quantum dots in photonic crystal slab cavities in the telecommunications C band" Appl. Phys. Lett 94 123101 (2009)

Stabilisation de puissance pour VIRGO+

Cleva Frédéric (*) pour l'équipe ARTEMIS, UMR6162
Département ARTEMIS – observatoire de la côte d'Azur
Boulevard de l'Observatoire, B.P. 4229, F-06304 NICE Cedex 4
(cleva@oca.eu)*

Résumé : Dans le cadre du projet VIRGO+ d'interféromètre pour la détection des ondes de gravitation on évalue les performances ultimes de l'asservissement des fluctuations d'intensité d'un laser de 20W. Un banc de test permet de mesurer les fluctuations résiduelles d'intensité vues conjointement par une photodiode dans la boucle d'asservissement et par deux photodiodes hors boucle. La conception du banc permet d'être peu sensible au couplage du bruit de pointé du faisceau sur les inhomogénéités des photodiodes. On atteint un niveau de stabilité de dP/P = 7.10^{-9}/sqrt(Hz) à 100Hz pour un photo-courant de 23mA. Des non-linéarités au niveau des photodiodes empêchent pour l'instant de travailler à plus fort photo-courant et d'atteindre des niveaux plus bas de stabilisation.

Mots-clés : Asservissement, laser Nd-Yag, bruit relatif de puissance

1. Introduction

VIRGO+ est un projet franco-italien d'interféromètre kilométrique pour la détection des ondes de gravitation. La sensibilité de l'interféromètre permettra de détecter des variations relatives de longueur $\Delta L/L=210^{-23}$/sqrt(Hz) à 100Hz ; dans ces conditions les fluctuations de puissance de la source lumineuse de l'interféromètre (laser Nd_Yag, continu, 50W) peuvent se coupler au signal utile par le biais d'inévitables défauts résiduels (défaut de contraste dû aux imperfections des miroirs, imprécision sur le réglage du point de fonctionnement de l'interféromètre...). On établit ainsi une spécification sur le bruit relatif d'intensité du laser, soit, entre 10Hz et 10kHz, dP/P $\leq 3.10^{-9}$ /sqrt(Hz), (limité par le bruit de photon pour un photo-courant de 33mA).
La difficulté ici n'est pas tant d'avoir un asservissement avec suffisamment de gain pour compenser les fluctuations de puissance du laser que d'avoir un signal d'erreur fiable; en effet, à ce niveau de stabilité on ne pourra plus négliger à priori les interférences sur la photodiode d'analyse entre faisceau direct et lumière diffusée, les fluctuations de puissance apparentes induites par le couplage entre bruit de pointé de faisceau et inhomogénéité de la photodiode…Nous avons donc développé un banc de test peu sensible par construction aux perturbations précitées
Les premiers résultats confirment l'immunité relative du banc face aux perturbations extérieures et valide sa conception, les mesures sont par contre limitées à des niveaux de photo-courant faible de quelques 23mA ce qui limite la sensibilité du banc de mesure et donc le niveau ultime de stabilisation.
La limitation qui semble être due aux photodiodes elle-même (caractéristique intrinsèque ou montage) est en cours d'investigation.
Au paragraphe 2 on présente les caractéristiques principales de l'asservissement et du banc de mesure,
Au paragraphe 3 on présente les résultats préliminaires.

2. Asservissement et banc de test

2.1 Asservissement

Le laser est un laser Nd-Yag de 20W rendu mono-fréquence par injection d'un laser mono-fréquence (NPRO) de 800mW. Il est pompé par deux diodes de 22W. On contrôle le courant de ces 2diodes afin de pouvoir rétro agir sur la puissance de sortie du laser, la bande passante de ce pilote est supérieure à 100kHz.
Les photodiodes sont utilisées dans une configuration qui permet un faible niveau de bruit tout en autorisant un important photo-courant (100mA).
L'asservissement est actif dans la bande de fréquence [1mHz-100kHz], le gain disponible dans cette gamme de fréquence est alors suffisant pour réduire les fluctuations de puissance d'un ordre de grandeur sous les spécifications de VIRGO+ (G=110db à 20Hz).

2.2 Configuration optique

- Une partie du faisceau (0.8W) est injecté dans une fibre monomode dont l'extrémité est connectée à un coupleur asphérique, on réduit ainsi le bruit de pointé du faisceau en sortie de fibre.
- Le faisceau en sortie de fibre est divisé par quatre séparatrices en réflexion (R=5%), les 3 premiers « sous-faisceaux » (30mW) sont envoyés vers 3 photodiodes d'analyse, le 4ième sous-faisceau est envoyé vers une photodiode à 4 quadrants.
- les 4 photodiodes sont conjuguées d'un même plan en sortie de fibre, on garantit ainsi que chaque photodiode verra un faisceau aux caractéristiques spatiales identiques pour les 4 photodiodes.
- La photodiode à 4 quadrants permet de mesurer le déplacement du faisceau dans le plan de chaque photodiode.
- Les 3 photodiodes d'analyse (dont une serra utilisée dans la boucle d'asservissement) proviennent de chez Hamamatsu (G8370-03) ; la fenêtre de protection a été ôtée pour éviter l'influence des inhomogénéités du verre.
- On a chapeauté chaque photodiode d'un substrat de BK7 afin de protéger leur surface contre les poussières.
- Un miroir de renvoi placé en sortie de fibre permet de générer des bruits de position du faisceau sur les photodiodes et évaluer le bruit de puissance induit.
- L'ensemble est mis dans une boite de 500*500*100mm^3, compacte, étanche aux poussières, afin de minimiser les flux d'air et les résonnances mécaniques en basse fréquence.
- Enfin le tout a été intégré en salle propre afin de minimiser toute contamination des surfaces des photodiodes.

3. Premiers résultats

Les mesures ont été limitées à 23mA de photo-courant afin d'être en deçà d'une zone de non-linéarité qui semble liée au fonctionnement (au montage ?) des photodiodes. Dans ces conditions, on constate que le niveau de bruit Hors boucle rejoint le niveau de bruit d'obscurité et de photon associé aux 2 photodiodes « En » et « Hors » boucle, pour atteindre dP/P= **8.10^{-9}/sqrt(Hz)** à 100Hz.
On montre par ailleurs que le bruit de pointé de faisceau ne limite pas la sensibilité de notre mesure jusqu'à des niveaux de l'ordre de 1.10^{-9}/sqrt(Hz) ; pour chaque photodiode le coefficient de couplage « bruit de puissance/ bruit de pointé » varie de **$1m^{-1}$** à **$10m^{-1}$** selon la position du faisceau sur la photodiode.

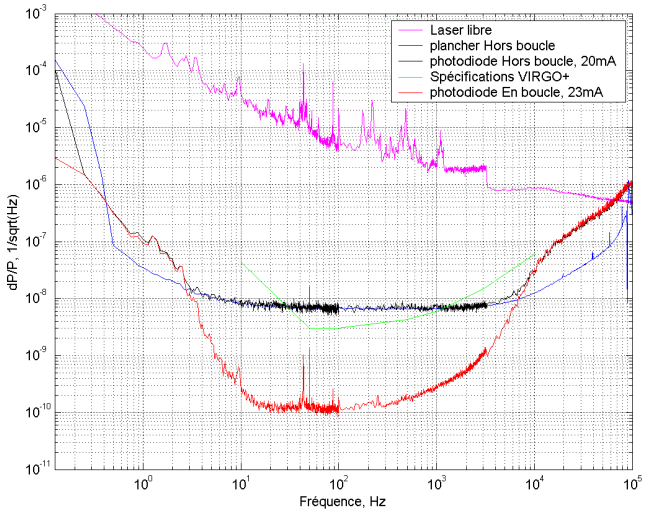


Fig. 1 : courbes en partant du haut : Fluctuations de puissance laser libre / Fluctuation de puissance lue sur photodiode Hors boucle / Bruit d'obscurité et de photon, associés aux 2 photodiodes En boucle et Hors boucle / Spécifications pour VIRGO+ / Fluctuation de puissance lue sur la photodiode En boucle

4. Conclusion

Nous avons montré la pertinence de notre banc de test pour des mesures de bruit de puissance jusqu'à des niveaux de 1.10^{-9}/sqrt(Hz) à 100Hz.
On portera désormais l'effort sur la sélection de nouvelles photodiodes afin d'obtenir des photo-courants de quelques 100mA et accéder ainsi au niveau de sensibilité requis pour VIRGO+, soit 3.10^{-9}/sqrt(Hz).

5. Remerciements

Ce travail est financé en partie par la société EGO (European Gravitational Observatory) qui a prêté aussi son concours sur les aspects mécaniques et travail en salle blanche.

Exploitation du couplage cohérent pour la découpe temporelle d'impulsions lasers dans une fibre optique

Florent Doutre[1,2,*], Dominique Pagnoux[1] et Vincent Couderc[1]
1. Xlim – département photonique UMR CNRS 6172, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges
2. Compagnie Industrielle des Lasers, 8 avenue Buffon, BP 631, ZI La Source, 45063 Orléans Cedex
** florent.doutre@xlim.fr*

Résumé : La rotation non linéaire de polarisation dans une fibre optique est exploitée pour découper temporellement des impulsions laser subnanosecondes. Nous montrons ici l'influence prépondérante du couplage cohérent entre les polarisations de l'onde lumineuse guidée dans une fibre faiblement biréfringente. Ce phénomène est exploité pour obtenir un important taux de raccourcissement des impulsions. Le filtrage conjoint de la diffusion Raman stimulée permet d'accroître ce facteur de réduction et de stabiliser les impulsions générées. Nous démontrons un facteur de découpe supérieur à 16 avec des fluctuations de la puissance crête inférieures à 4%.
Mots-clés : couplage cohérent, non linéarité, rotation de polarisation, diffusion Raman.

1. Introduction

La génération d'impulsions picosecondes par des sources bas coût présente un intérêt certain pour de nombreuses applications, telles que la cytométrie en flux ou la spectroscopie CARS. Les lasers picosecondes disponibles dans le commerce étant onéreux et encombrants, la réduction de durée d'impulsions sub-nanosecondes émises par des microlasers bon marché représente une solution intéressante pour obtenir de telles impulsions.
Ces microlasers émettent des impulsions sub-nanosecondes (0,5 à 2ns) dont la durée dépend principalement de la longueur de la cavité. Une réduction d'un facteur 2,5 de la durée des impulsions émises a déjà été obtenue par une technique simple à mettre en œuvre, exploitant la rotation non-linéaire de polarisation (RNLP) dans une fibre optique [1].
Dans cette communication, nous nous intéressons à cette méthode. Nous mettons en évidence l'effet du couplage cohérent (CC) entre les polarisations sur l'évolution de la polarisation, et cherchons à tirer profit de ce phénomène. Dans un second temps, nous exploitons la diffusion Raman stimulée (DRS) pour stabiliser notablement ces impulsions en améliorant encore le facteur de découpe.

2. Influence du couplage cohérent sur l'évolution de la polarisation

L'évolution de la polarisation d'une impulsion laser lors de sa propagation dans une fibre optique est décrite par l'équation de Schrödinger non-linéaire [6] :

$$\frac{\partial A_x}{\partial z}+\beta_{1x}\frac{\partial A_x}{\partial t}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2}+\frac{\alpha}{2}A_x=i\gamma\left(\left|A_x\right|^2+\frac{2}{3}\left|A_y\right|^2\right)A_x+\frac{i\gamma}{3}A_x^*A_y^2e^{-2i\Delta\beta z} \qquad (1)$$

Le premier terme dans le membre de droite représente les modulations de phase "auto" et "croisée". Le second terme est dû au couplage cohérent entre les polarisations qui provoque un mélange à quatre ondes dégénéré entre les champs A_x et A_y. Sa contribution à l'évolution de la polarisation est fortement dépendante du ratio entre la longueur de la fibre L et sa longueur de battement de la polarisation L_B.
Dans le cas usuel où $L>>L_B$, ce terme oscille rapidement et sa contribution moyenne est négligeable. Dans le cas particulier d'une fibre courte ou très peu biréfringente ($L\approx L_B$), ce terme devient primordial pour décrire correctement l'évolution de la polarisation.
Afin d'étudier l'influence du couplage cohérent sur l'évolution du coefficient de transmission de la fibre en fonction de la puissance, nous résolvons numériquement l'équation (1) par la méthode de split-step Fourier avec et sans prise en compte du CC. Nous simulons l'injection d'impulsions de longueur d'onde 1064nm, de durée 650 ps, polarisées linéairement, orientées selon un l'angle θ_{in} par rapport à l'axe lent de la fibre. Celle-ci présente la dispersion typique d'une fibre monomode à 980 nm (β_2=0 @1300nm), une faible biréfringence ($\Delta n\approx10^{-6}$), et une longueur de 4m. Nous étudions la transmission à travers un polariseur orienté tel que $\theta_{out}=\theta_{in}+\pi/2$ en fonction de la puissance injectée.
Les résultats sont montrés dans la figure 1(a) et (b). Nous constatons que les courbes de transmission sont sinusoïdales quand le CC est négligé alors qu'elles présentent une forme beaucoup plus irrégulière quand celui-ci est pris en compte.

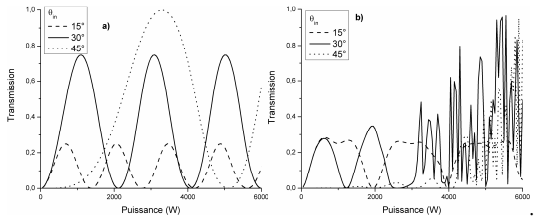


Fig. 1 : Simulation, courbes de transmission à travers une fibre optique précédée d'un polariseur orienté selon θ_{in} et d'un analyseur orthogonal à θ_{in}. Le couplage cohérent est : a) négligé ; b) pris en compte.

Pour l'application à la découpe temporelle évoquée plus haut, la configuration sans CC permet l'obtention d'une impulsion de forme régulière mais peu raccourcie, la puissance crête devant en outre rester inférieure au premier maximum de transmission. En revanche, la configuration avec CC permet d'obtenir des impulsions certes plus irrégulières mais potentiellement beaucoup plus brèves. Qui plus est, la forme même des courbes ne justifie plus de considérer uniquement les cas de polariseurs d'entrée/sortie croisés. θ_{out} est alors une nouvelle variable d'ajustement qui permet d'obtenir une transmission faible pour les basses puissances et proche de 1 pour la puissance crête d'entrée. Ceci permet ainsi une découpe d'impulsion à fort taux de réduction, quasiment sans diminution de la puissance crête.
Les facteurs de découpe peuvent atteindre 20 en simulation, et 10 expérimentalement (la différence provient de la biréfringence réelle de la fibre qui varie selon les contraintes et la température) [fig.1(c)].

3. Stabilité des impulsions

Comme on peut le constater dans la figure 1(b), les variations de transmission en fonction de la puissance sont très rapides. Cela implique que de faibles variations de puissance de pompe (typiquement 5% pic à pic sur un microlaser) induiront une forte instabilité des impulsions découpées. De plus, pour de telles puissances, la DRS génère de nouvelles longueurs d'onde (onde Stokes) qui sont isotropes en polarisation et par conséquent limitent la découpe temporelle. Un filtrage spectral de ces longueurs d'onde en sortie de fibre aboutit à une déplétion de la partie centrale des impulsions [fig.2(a)]. Ainsi le signal restant a la forme d'une double impulsion qui peut à son tour subir la découpe temporelle par filtrage en polarisation [fig.2(b)(c)]. Etant donné que l'onde Raman-Stokes se propage plus rapidement que l'onde de pompe, un nouveau de terme de modulation de phase croisée modifie la symétrie de RNLP de la double impulsion à 1064nm. Cette modification permet un filtrage différentiel de cette double impulsion par la découpe en polarisation pour réduire fortement l'une des impulsions [fig.2(c)]. Enfin, ce filtrage spectral stabilise le profil temporel des impulsions ($\Delta P_{pic\text{-}à\text{-}pic}$<4%).

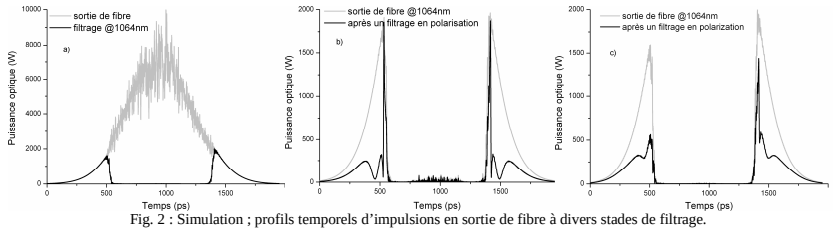


Fig. 2 : Simulation ; profils temporels d'impulsions en sortie de fibre à divers stades de filtrage.

4. Conclusion

Nous démontrons qu'une configuration nécessitant la prise en compte du terme de couplage cohérent, usuellement négligé, mène à un changement radical de la dynamique de rotation de polarisation dans une fibre optique. Ce changement est exploité expérimentalement pour découper temporellement des impulsions d'un facteur 10. De plus, nous montrons que la génération d'une onde Raman et son filtrage améliore cette découpe jusqu'à un facteur 16 et diminue l'instabilité des impulsions découpées en dessous de 4% pic à pic.

5. Remerciements

Les auteurs remercient l'ANRT pour la convention CIFRE/CILAS dont bénéficie Florent Doutre.

Références

[1] R. H. Stolen et col., Optics Letters, **7**, 10, 512 (1982)
[2] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd. ed., (Academic Press, Boston, 2001).

Étude de la photo-commutation à température ambiante de composés à transition d'état de spin dans la boucle d'hystérésis.

Geoffrey Gallé[1,*], Jérôme Dégert[1], Jean-François Létard[2], Éric Freysz[1], Cindy Mauriac[2], Nathalie Daro[2]
1. CPMOH, université de Bordeaux1, 351 cours de la Libération, Talence, 33405, France
2. ICMCB, université de Bordeaux1, 87 avenue du Docteur Albert Schweitzer, Pessac, 33608, France
** g.galle@cpmoh.u-bordeaux1.fr*

Résumé : Nous avons étudié la photo-commutation de particules micrométriques à transition d'état de spin dans la boucle d'hystérésis. Nous étudions plus particulièrement l'impact de la longueur d'onde, de l'énergie des impulsions utilisées et la température initiale de l'échantillon. Nous proposons un scénario permettant de décrire les phénomènes observés.
Mots-clés :Microparticules, transition de phase photo-induite, spectroscopie.

1. Introduction

La nature bistable des matériaux moléculaires à transition d'état de spin pouvant commuter par voie optique présente des intérêts dans différents domaines d'applications notamment le stockage d'information. Nous avons précédemment démontrées qu'il était possible d'écrire des informations par voie optique à basse température [2]. Dans certains cristaux de ce type et toujours à basse température, l'effacement optique d'information a également été démontré [1]. L'objet de ce travail est d'étudier et de développer des matériaux de ce type fonctionnant à température ambiante.

2. Démarche expérimentale

Le composé étudié est un complexe métallique $[Fe(NH_2trz)_3](NO_3)_2.H_2O$ possédant une boucle d'hystérésis thermique (Fig. 3). Sur ce composé nous avons démontré qu'il est possible de faire partiellement commuter le composé de son état initial bas spin (BS, S=0) vers son état haut spin (HS, S=2) en utilisant les impulsions fournies par un laser Nd:YAG Q-switché nanoseconde. Cette photo-commutation est enregistrée lorsque la température du composé est telle que le système est dans sa boucle d'hystérésis thermique. Pour enregistrer ce changement d'état du composé, celui-ci est éclairé par une lampe à incandescence et la lumière diffusée par l'échantillon est enregistrée par un spectromètre fibré. Ce spectromètre nous permet notamment d'enregistrer le changement spectral associé à la commutation du composé de l'état BS à l'état HS. Nous avons enregistré cette photo-commutation en excitant le composé avec les impulsions d'un Nd:YAG doublées (λ= 532 nm) ou triplées (λ= 355 nm) en fréquence. L'évolution de l'échantillon excité par une succession d'impulsions est présentée sur la figure 1. L'échantillon, initialement rose, devient de plus en plus blanchâtre. Il conserve cette couleur tant que la température de l'échantillon reste dans la boucle d'hystérésis.

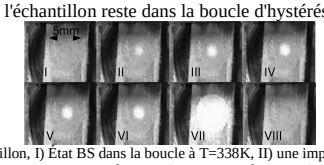


Figure 1: Couleur de l'échantillon, I) État BS dans la boucle à T=338K, II) une impulsion à Ep =52mJ/cm² avec λp = 355nm, III) deux impulsions, IV) trois impulsions, V) quatre impulsions, VI) cinq impulsions, VII) État HS, VIII) État BS retrouvé lorsque le composé est refroidie.

A température fixée, nous avons également suivi l'évolution spectrale de la zone éclairée par la succession d'impulsions laser. Le résultat est présenté sur la figure 2.

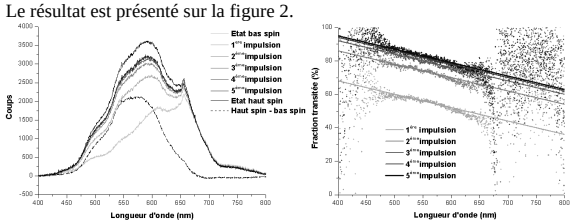


Figure 2: Gauche: spectres au bout d'une à cinq impulsions laser. Droite: Fraction transitée au bout d'une à cinq impulsions laser.

On note d'une part qu'à fluence d'excitation fixée, l'évolution du composé est plus importante quand la longueur d'excitation diminue, d'autre part à fluence fixée l'évolution du composé est d'autant plus importante que la température du composé est proche de la branche ascendante de la boucle d'hystérésis. Enfin, après excitation, l'échantillon semble converger sur un point d'équilibre stable qui est soit dans, soit sur la boucle d'hystérésis.

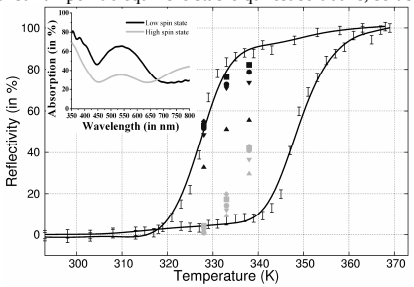


Figure 3: Boucle d'hystérésis mesurée via la réflectivité optique de l'échantillon. Les différentes températures sont: 328, 333 et 338K. Les symboles correspondent au nombre d'impulsions laser envoyées sur l'échantillon; l'énergie par impulsion est de 52mJ/cm². Les symboles noirs sont les mesures obtenus avec λp=355nm, les gris avec λp=532nm. La figure insérée marque l'évolution spectrale de l'absorption dans l'état BS et HS du composé $[Fe(NH_2trz)_3](NO_3)_2.H_2O$.

3. Discussion

Le scénario que nous proposons est basé sur les études réalisées précédemment au CPMOH. La figure 4 résume ce scénario. Après photo-excitation le composé est trempé, en environ 40 ns [3], dans l'état instable B du diagramme de phase (γ_{HS}, T). Dans les zones photo-excitées le composé refroidi lentement et des domaines HS se forment. Durant ces étapes le composé évolue du point B vers le point C du diagramme de phase. Les mesures réalisées [2] ont démontrées que ce processus s'établissait en moins de 100µs. Au-delà du point C, le composé revient progressivement vers sa température d'équilibre pour atteindre le point D du diagramme de phase. Durant ce temps (~ms) la réflectivité du composé reste inchangée. Lorsqu'une deuxième impulsion est envoyée sur le composé, le processus se répète. Cependant, la fraction BS ayant diminuée, l'élévation initiale de température est moins importante car le coefficient d'absorption du composé dans l'état BS est plus important que dans l'état HS.

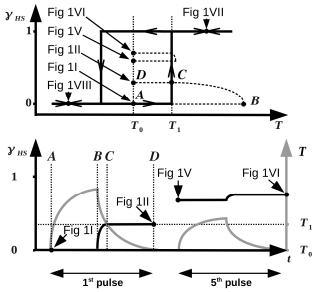


Figure 4: Haut: chemin suivit lors d'une trempe laser sur le composé à transition d'état de spin. Bas: variation de la fraction HS et de la température en fonction du temps.

4. Conclusion

Nous avons étudié la photo commutation de composé à transition d'état de spin inséré dans une matrice de polymère. Les performances du matériau sont actuellement à l'étude.

References

[1] A. Hauser, "Intersystem crossing in the $[Fe(ptz)_6](BF_4)_2$ spin crossover system (ptz=1-propyltetrazole)" *J. Chem. Phys* **94 (4)**, (1991).
[2] O. Fouché, J. Dégert, G. Jonusauskas, C. Baldé, C. Desplanche, J.F. Létard, E. Freysz, "Laser induced spin state transition: Spectral and temporal evolution" *Chemical Physics Letters* 469 474-478 (2009).
[3] O. Fouché, J. Dégert, G. Gediminas, N. Daro, J-F. Létard, É. Freysz "Mechanism for optical switching of the spin crossover $[Fe(NH_2\text{-}trz)_3](Br)_2 \bullet 3H_2O$ at room temperature" *Phys Chem, Chem physics*, (2009).

Bruit et stabilisation d'un laser fibré de forte puissance

Caroline Gréverie[1], Oualid Chaibi[1], Catherine N. Man[1], Alain Brillet[1], Jean Pierre Coulon[1], Kristoff Feliksik[2]

1. Observatoire de la Côte d'Azur et CNRS UMR Artemis, BP 4229, 06304 Nice cedex4
2. Nufern, 7 Airport Park Road, East Granby, Connecticut 06026

Caroline.Greverie@oca.eu

Résumé : Nous présentons les mesures de bruit (fréquence, puissance, géométrie de faisceau) d'un laser fibré de puissance 150W, et les premiers résultats concernant sa stabilisation.

Mots-clés : Laser fibré, Stabilisation laser, Interférométrie

1. Introduction

Pour la deuxième génération d'interféromètres gravitationnels (Advanced Virgo, 2013), nous étudions la possibilité de remplacer les amplificateurs lasers à solide (ND-YVO4), par un laser fibré à 1064 nm (dopage Ytterbium). A priori, a solution fibrée présente de réels avantages (simplicité, maintenance, rendement, qualité de faisceau, coût) mais les spécifications les plus critiques imposées par le type d'application considérée n'avaient jamais été vérifiées sur un laser fibré, a fortiori à ce niveau de puissance : le faisceau délivré à l'entrée de l'interféromètre, de puissance supérieure à 125W, doit être monochromatique (densité spectrale de l'ordre de 10-6 Hz.Hz-1/2), polarisé, stable en puissance (RIN< 10^{-8} $Hz^{-1/2}$), de géométrie gaussienne (mode TEMoo > 95%) Dans Advanced Virgo, ces performances pourront être obtenues par des systèmes d'asservissement à partir d'un oscillateur Nd-YAG monolithique amplifié, à condition que les bruits apportés par l'amplificateur restent faibles devant le bruit intrinsèque de l'oscillateur.
Nous rapportons les mesures visant à caractériser dans ce but un amplificateur prototype spécialement développé par la société Nufern, et les résultats des premiers efforts de stabilisation.

2. Le système laser

Le laser testé ici se compose d'un oscillateur Nd-YAG monolithique (Innolight) de puissance 300 mW, partiellement couplé dans une fibre monomode à maintien de polarisation, suivi d'un modulateur de phase fibré. Une puissance de 30-40 mW est injectée à l'entrée de l'amplificateur Nufern schématisé Fig.1. Le faisceau est amplifié en deux étapes, 10W puis 150W. L'étage de puissance est pompé par 6 diodes de 50W. Il est constitué de deux bobines amplificatrices, l'une refroidie, l'autre chauffée, le gradient de température ayant pour rôle d'étaler spectralement et donc d'atténuer le gain Brillouin. En régime monofréquence, la puissance de sortie est réglable continument entre 6 W et 150 W environ. Elle est limitée par l'apparition de l'effet Brillouin stimulé.
Le faisceau est délivré par une courte section (60cm) de fibre monomode à maintien de polarisation

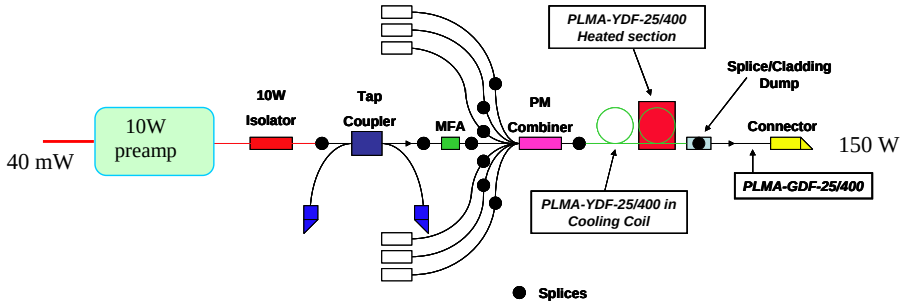


Figure 1: Schéma optique de l'amplificateur

3. Premières mesures

Toutes les mesures sont effectuées sur un prélèvement d'une fraction du faisceau (1% environ), le laser fonctionnant à 50W ou plus.
Bruit de puissance : dans la gamme de détection de Virgo, 10 Hz-10 kHz, le RIN est de l'ordre de 3.10-7.Hz-1/2, comparable à celui des amplificateurs Nd-YVO4 de Virgo. Il sera donc possible de stabiliser la puissance au niveau souhaité, par contre-réaction sur le courant des diodes de pompage. (résultat espéré pour Septembre)
Polarisation du faisceau : le prélèvement du faisceau étant sélectif en polarisation, la mesure des fluctuations de puissance donne une valeur supérieure des variations de polarisation du faisceau. On constate des variations lentes (probablement thermiques) qui dépendent beaucoup de l'ajustement de la polarisation du faisceau de l'oscillateur avant couplage dans la fibre. Ces fluctuations peuvent atteindre 30%, mais se réduisent à 0.2% lorsque la polarisation d'entrée est bien réglée.
Bruit de fréquence : une première mesure effectuée par une technique de tilt-locking sur une cavité Fabry-Perot de finesse 1000 montre que le spectre après amplification n'est pas différent du spectre de bruit de l'oscillateur de départ. Ce résultat sera complété par une mesure de phase relative, par rapport au faisceau injecté, et par des tests de stabilisation utilisant le modulateur de phase fibré.
Géométrie du faisceau : en optimisant le couplage du faisceau avec le mode gaussien fondamental de la cavité, on obtient que le contraste en réflexion de la cavité dépasse 95%., ce qui donne une valeur supérieure de 5% pour le contenu du faisceau en modes gaussiens d'ordre supérieur.

4. Conclusions

Les résultats préliminaires obtenus à ce jour confirment la possibilité d'utiliser un amplificateur fibré pour leur application en interférométrie à haute puissance et très haute sensibilité, telle que le projet Advanced Virgo.

Références

[1] F. Bondu, P. Fritschel, C.N. Man, and A. Brillet, "Ultrahigh-spectral-purity laser for the VIRGO experiment ", *Optics Letters* vol.**21**, no.8, p.582-584

[2] D. A. Shaddock, M. B. Gray, and D. E. McClelland, "Frequency locking a laser to an optical cavity by use of spatial mode interference", *Optics Letters* vol. **24**, no. 21, p.1499-1501.

[3] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley and H. Ward, "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator", *Appl.Phys. B* **31** (1983), p. 97-105.

Une cavité de référence de très-haute finesse pour un laser d'horloge à 729 nm

D. Guyomarc'h, G. Hagel, M. Houssin, C. Zumsteg, C. Champenois et M. Knoop*

PIIM, Université de Provence/CNRS, Centre de St. Jérôme, Case C21, 13397 Marseille Cedex 20, France
⋆ Martina.Knoop@univ-provence.fr

Résumé : La résolution de la transition électrique quadrupolaire $4S_{1/2}$ - $3D_{5/2}$ dans le spectre d'excitation d'un ion unique de Ca^+ en piège radiofréquence, requiert un laser à 729 nm avec une largeur spectrale inférieure au Hz et une stabilité en fréquence de l'ordre du Hz/s. Afin d'atteindre ces performances nous avons simulé les déformations induites dans une cavité optique verticale pour concevoir deux cavités de référence pour l'asservissement du laser titane-saphire construit au laboratoire. Nous présenterons les résultats de ces simulations par éléments finis en insistant sur les critères de conception importants.
Mots-clés : laser continu, cavité Fabry-Perot, métrologie de fréquences, ion unique piégé

The interrogation of the $4S_{1/2}$-$3D_{5/2}$ clock transition of a single trapped Ca^+ ion requires a laser at 729 nm stabilized to a few Hz per second with a linewidth of the same order of magnitude. These performances are achieved by locking the laser on an extremely well isolated reference cavity of very high finesse. Vertical mounting of the reference cavity can reduce its sensitivity to vibrations as described in [1]. We have designed a comparable vertical tapered cavity with an overall length of 150 mm resulting in a FSR of 1GHz and a maximum outer diameter of 80mm. Optimisation of the cavity design has been carried out in a two-step process. The geometry has been simulated with a Finite-Elements Method, leading to expected relative length variations below 10^{-14} for a vertical acceleration of one g. To reach such a precision, the influence of different parameters (angle and position of bore holes, precision of machining and simulation) has been studied. The cavity spacer has then been machined according to our calculations. To decide on the exact position of the plane of support, parameters measured on the machined sample have been introduced in the simulations. Fig. 1 shows a working sketch of the cavity spacer.

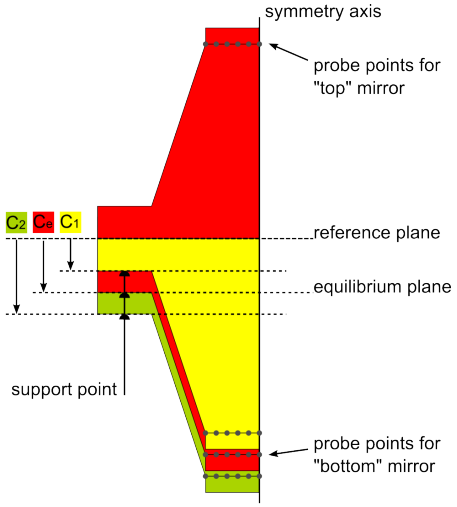


Fig. 1: Schematic view of the simulated cavity. Variation of C_1, C_2 allows to determine the minimal sensitivity of the spacer at plane C_e.

Two fused silica mirrors will be contacted on the presented spacer to form a cavity of finesse higher than $\mathscr{F}$=100000. The complete cavity will be mounted in an uhv chamber with three concentric polished aluminum thermal screens. Thermal isolation and the vertical support of the cavity is assured by three Macor columns. The complete set-up is mounted in a box with three stages of thermal stabilisation. Two cavities will be built, each cavity is mounted on a vibration isolation platform, one with an active feedback, the other with a passive isolation. This guarantees the decorrelation of the noise spectra and allows to use the second cavity for the analysis of the frequency performances of a laser locked onto the first cavity.

The clock laser is a titane-sapphire laser with a circular cavity of about 1 meter length. The frequency of the laser radiation is stabilised in several steps. First, the laser is sent to a medium finesse Fabry-Pérot cavity which a length adjustable by a PZT actuator. The laser is locked on this cavity by the Pound-Drever-Hall technique (PDH). Corrections are sent to two PZT actuators in the TiSa cavity as well as on both electrodes of an intra-cavity electro-optic modulator mounted as a phase modulator. With these different steps of retroaction, the linewidth of the laser radiation is reduced from 1 MHz to a few kHz.

The second stabilisation stage on the high finesse cavity is also made by the PDH method, the low frequency part of the error signal will correct the length of the medium cavity while the intermediate part of this signal will drive the frequency of an acousto-optic modulator placed between the first stage of the stabilization and the second stage. Finally, the high-frequency part of the error signal will feed either the frequency of the acousto-optic modulator, or the phase of an electro-optic modulator placed just behind. The different stages of the stabilisation set-up will be linked by optical fiber, which requires the implementation of phase noise corrections.

Références

[1] M. Notcutt, L. Ma, J. Ye, and J. Hall, Opt. Lett 30, 1815 (2005).

Modification du transitoire d'allumage d'un laser à fibre

X. Hachair[1], J. Maria[2,3], B. Dussardier[2,3]et G.L. Lippi[2,4,⋆]

1. INRIA-Méditerranée, 2004 route des lucioles, BP 93, 06902 Sophia Antipolis
2. Université de Nice-Sophia Antipolis, Fédération Wolfgang Döblin
3. Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, UMR 6622, Université de Nice Sophia Antipolis-CNRS, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex2
4. Institut Non Linéaire de Nice,Université de Nice-Sophia Antipolis, UMR 6618,1361 Route des Lucioles, F-06560 Valbonne

⋆ Gian-Luca.Lippi@inln.cnrs.fr

Résumé :Les lasers à fibre présentent un grand potentiel pour de future applications. Mais comme tout les lasers de classe B, leur passage de l'état éteint à l'état allumé, avant d'atteindre leur régime stationnaire, présente un temps de retard avec un pic de surintensité suivi d'une série d'oscillations de relaxation. Nous proposons dans ce travail de modifier cette phase d´allumage, appelée transitoire, à l´aide d´une technique basée sur la connaissance de l´espace de phase de ces lasers, en utilisant un pompage à niveaux constants.
Mots-clés : laser à fibre, oscillations de relaxation, pic de surintensité, contrôle du transitoire d'allumage, erbium

Grâce à leur robustesse intrinsèque ainsi qu´à leur simplicité, et à leur flexibilité, les lasers à fibre présentent un rendement élevé à faible coût, devenant ainsi l´un des systèmes les plus prometteurs pour le développement de nouveaux dispositifs. Cependant, la matrice solide dont ils sont constitués les rend sensibles à un problème qui caractérise ce type de lasers lors de leur allumage: leur passage de l'état éteint à l'état allumé, présente une phase transitoire constituée d´un temps de retard avec un pic de surintensité suivi d'une série d'oscillations de relaxation avant d´atteindre son régime stationnaire. Ces caractéristiques de leur transitoire peuvent devenir dramatiques lorsque le milieu amplificateur est assez long (cas des lasers à fibre) et/ou suffisamment dopé (situation optimale afin d´obtenir une forte amplification) et peuvent même entraîner la destruction de la fibre amplificatrice ou des autres composants fibrés du laser (coupleurs, multiplexeurs,...). Ces caractéristiques proviennent de la nature même des lasers, dits de *Classe B* [1] qui se distingue par un haut rendement, les rendant ainsi particulièrement attrayants pour de nombreuses applications. Ces caractéristiques sont proportionnelles à toutes variations d´un paramètre de contrôle (comme par exemple la puissance du pompage). Pour toute application présentant une variation de ce paramètre de contrôle, il est donc intéressant de chercher à minimiser ou même à réduire ce transitoire afin d´améliorer le comportement du système.

Une réponse simple à cette optimisation est basée sur une modulation composite du pompage (de nature optique dans ce cas) appliqué au laser. Cette modulation permettant une commutation à la fois plus rapide et dépourvue de pic de sur-intensité et d´oscillations de relaxation [2, 3]. L'étude sur une laser massif a été rapportée pour la génération d'impulsions de forme voulue [4]. Dans cette contribution, nous nous attachons à étudier numériquement l'allumage d´un laser à fibre dopée. Cette étude est faite en vue de vérifier les prévisions sur un système expérimental dont les caractéristiques sont les suivantes : cavité de type Fabry-Perot de longueur totale 7 m, fibre amplificatrice dopée de 6 m de long, d'absorption égale à 3,6 dB/m à 980 nm ; les miroirs à réseau de Bragg, centrés à 1,55 μm, ont une réflexion globale égale à 0,8 et les pertes passives sur un tour de cavité sont égales à 1,2 dB.

Nous utilisons le modèle de type "ponctuel" de la référence [5]. Il est basé sur les deux équations différentielles ordinaires en fonction du temps décrivant l'évolution de la densité de puissance optique à la longueur d'onde d'émission, moyennée sur le volume de la cavité, et la densité d'inversion de population (elle aussi moyennée). Les simplifications choisies pour ce modèle se justifient par la faible puissance au seuil (6,7 mW) et les faibles pertes de la cavité. Nous avons remplacé les valeurs des paramètres normalisées de l'article [5] avec celles physiquement appropriées pour l'expérience que nous planifions; elles sont reportées dans le tableau ci-contre. L'intégration des équations du modèle est faite à l'aide d'un algorithme de type Euler, qui produit des résultats très satisfaisants grâce à la nature dissipative du système physique.

a1	9.052537e-01
a2	2.225325e-12
a3	5.826310e-12
b1	3.272405e-06
b2	8.567758e-06
b3	9.253514e-02

La figure 1 montre un exemple de correction du transitoire par optimisation de la procédure de pompage. On y observe notamment la réduction d'environ un ordre de grandeur de la durée du transitoire à l'allumage, jusqu'à stabilisation de la puissance de sortie. A la conférence, la description du modèle et les résultats d'optimisation seront détaillés.

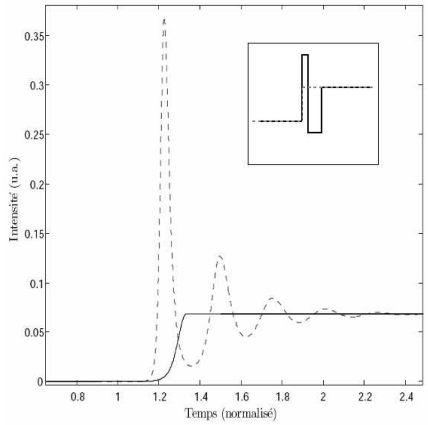


Fig. 1: Comparaison entre pompage classique (traits pointillés) et pompage optimisé (Trait plein). En insert les formes de pompage correspondantes

Nous remercions la Fondation Wolfgang Döblin (Université de Nice-Sophia Antipolis et CNRS) pour un crédit spécifique en aide à ce travail.

Références

[1] J.R. Tredicce, F.T. Arecchi, G.L. Lippi et G.P. Puccioni, J. Opt. Soc. Am. **B2**, 173 (1985).

[2] G.L. Lippi, S. Barland, N. Dokhane, F. Monsieur, P.A. Porta, H. Grassi, et L.M. Hoffer, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Optics **2**, 375 (2000).

[3] H-J. R. Kim, G. L. Lippi, and H. Maurer, Phys. D **191**, 238 (2004).

[4] C. E. Preda, B. Ségard, P. Glorieux, Opt. Lett, **29** (2004) 1885-1887

[5] A.N. Pisarchik, A.V. Kir'yanov, Yu.O. Barmenkov, et R. Jaimes-Reátegui, J. Opt. Soc. Am. **B22**, 2107 (2005).

Laser SC compact de forte puissance, monofréquence et accordable émettant dans le moyen et proche infrarouge.

A. Laurain[1], M. Myara[1], L. Cerutti[1], I. Sagnes[2], G. Beaudoin[2], M. Triki[3], P. Cermak[3], D. Romanini[3] et A. Garnache[1,⋆]

1. Institut d'Electronique du Sud, CNRS UMR5214, Université Montpellier 2
2. Laboratoire de Photonique et Nanostructures, LPN-CNRS UPR20, 91460 Marcoussis
3. Laboratoire de Spectrométrie Physique, CNRS UMR5588, 38402 St Martin d'Hères
⋆ agarnache@univ-montp2.fr

Résumé : Nous présentons le fonctionnement monofréquence d'un laser compact à émission par la surface en cavité externe, présentant une forte puissance avec un rendement élevé, un faible niveau de bruit, une accordabilité continue sur une large bande et une qualité de faisceau élevée. Les lasers présentés ici fonctionnent en continu et à température ambiante, à une longueur d'onde de 1 μm et de 2.3 μm.
Mots-clés : VCSEL , monofréquence , accordable , puissance .

1 Introduction

Le développement de sources laser puissantes, de haute cohérence et accordables est de grand intérêt pour de nombreuses applications telles que la spectroscopie haute résolution, la médecine, la métrologie,... Un fonctionnement monofréquence, à forte puissance et accordable peut être obtenu avec des lasers solides pompés par diode en utilisant des filtres intracavité. Une configuration plus élégante, le laser à émission par la surface à cavité externe (VeCSEL) permet de réaliser une source plus compacte avec un rendement bien supérieur.

Nous présentons ici le fonctionnement d'un 1/2-VCSEL en cavité externe, pompé optiquement émettant à 1 μm et à 2.3 μm. Un régime monofréquence avec une forte puissance de sortie et une accordabilité continue est montrée. Les résultats en termes de bruit de fréquence et de bruit d'intensité seront également discutés.

2 Système vecsel forte puissance

Les structures étudiées sont des 1/2-VCSEL à puits quantiques. Elles sont composées d'un miroir de Bragg de haute réflectivité, d'une zone active avec généralement 6 puits quantiques et sont traitées antireflet. La croissance des structures est réalisée par MOCVD pour les technologies sur GaAs et par MBE pour les technologie sur GaSb. Pour le fonctionnement à forte puissance, la croissance des structures est inversée, ce qui permet de coller l'échantillon sur un substrat à forte conductivité thermique (SiC). Ensuite, on effectue un amincissement du substrat puis une gravure sélective afin de supprimer le substrat d'origine.

Le système laser est composé du 1/2-VCSEL, d'un gap d'air de quelques mm et d'un miroir diélectrique. La structure est pompée optiquement par une diode laser fibrée de forte puissance du commerce. Le pompage est effectué avec un angle de 45° ou à travers le miroir de sortie en fonction de la longueur de cavité utilisée (Fig. 1.a). Le miroir de sortie est monté sur un transducteur piezoélectrique (PZT). Pour limiter les vibrations mécaniques, tous ces éléments sont collés et enfermés dans un boîtier métallique.

3 Stabilité d'un cavité plan-plan

Il a été montré [1] que l'utilisation de cavités courtes permet de réduire le temps caractéristique de sélection d'un unique mode longitudinal, favorisant ainsi un régime monofréquence. Nous avons donc travaillé avec une cavité de type plan-plan de longueurs assez courtes (de 0.3 à 15 mm). Bien que ce type cavité soit naturellement instable, nous pouvons obtenir une oscillation en utilisant le gradient thermique induit par le pompage optique de la structure, qui définit alors un gradient d'indice optique ($dn/dT = 2.7 \times 10^{-4} K^{-1}$ pour nos structures). Si l'on suppose un profil d'indice parabolique, alors on peut estimer la valeur de lentille thermique équivalente [2]. Plus le gradient sera élevé et plus la focale de la lentille thermique équivalente sera courte.

4 Propriétés physiques du VECSEL

Ces sources laser fonctionnent en continu avec une puissance de sortie de plus de 2 W à 1 μm et à 290K (structures reportées) et de plus de 7mW à 2.3 μm et à 273K (sans gestion de la thermique), en régime monomode transverse

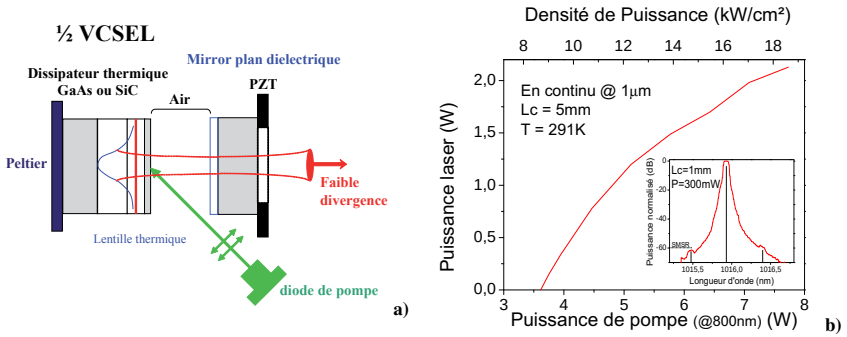


Fig. 1: **a)** Système VECSEL forte puissance, **b)** Puissance continu et à T° ambiante du VeCSEL à 1 μm reporté sur SiC, en encart le spectre laser enregistré avec un analyseur de spectre optique.

et longitudinal (Fig. 1.b).

Ce fonctionnement est obtenu sans aucun filtre intracavité, ce qui permet d'obtenir un très bon rendement. Le seuil et le rendement différentiel relativement élevés qui sont observés s'expliquent par l'évolution en fonction de la puissance de la lentille thermique qui stabilise le mode optique.

La polarisation du VeCSEL est linéaire: elle est due au dichroïsme du gain dans les puits quantiques suivant l'axe cristallographique [110] et se trouve renforcée par l'asymétrie du pompage. Une accordabilité sans saut de mode sur une large bande à été obtenue à 1 μm (840GHz) et à 2.3 μm (500GHz).

Le régime monofréquence observé à 1 μm et à 2.3 μm à également été caractérisé en termes de bruit (Fig. 2). Les mesures du RIN effectuées montrent un fonctionnement sans oscillations de relaxation et une fréquence de coupure proche de la valeur théorique. Le rapport RIN de pompe sur RIN laser est proche de 1 au dessus du seuil, le RIN laser est donc limité par la pompe.

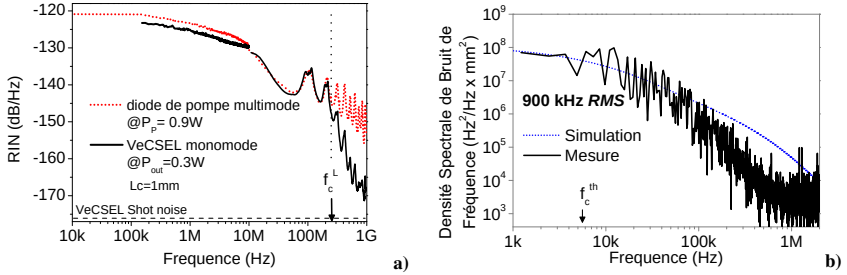


Fig. 2: Caractéristiques de bruit du VeCSEL à 1 μm à une puissance de 300 mW : **a)** Spectre de RIN du VeCSEL et de la pompe. **b)** Densité spectrale de bruit de fréquence (expérience et théorie) généré par le bruit de pompe (normalisé à L^{-2})

Le bruit de fréquence du VeCSEL à 1 μm à été mesuré en utilisant un interféromètre Fabry-Pérot à flanc de frange comme discriminateur de fréquence. Nous avons mesuré un bruit *rms* de 900 kHz (sur 1ms). La densité spectrale de bruit de fréquence montre une fréquence de coupure basse < 10 kHz similaire à la fréquence de coupure de la diffusion thermique dans le 1/2-VCSEL, simulée avec FEMLAB. Ceci nous permet de penser que la largeur de raie du laser est limitée par les fluctuations de température induites par le bruit d'intensité de la pompe.

Références

[1] A. Garnache, A. Ouvrard, and D. Romanini, "Single frequency operation of external cavity vcsels: Non-linear multimode temporal dynamics and quantum limit." *Optics Express*, vol. 15, no. 15, pp. 9403–9417, 2007.

[2] A. Laurain, M. Myara, A. Garnache, G. Beaudoin, and I. Sagnes, "High power single-frequency continuously tunable compact external cavity vcsel," *Optics Express*, vol. 17, no. 12, 8 June 2009.

Mesure de la constante de Boltzmann au niveau de 3,8×10^{-5} Vers une redéfinition du kelvin

C. Lemarchand[1], K. Djerroud[1], C. Daussy[1], S. Briaudeau[2], B. Darquié[1], O. Lopez[1], A. Amy-Klein[1], C. Chardonnet[1] and Ch. J. Bordé[1]

1. Laboratoire de Physique des Lasers, UMR 7538 C.N.R.S., Université Paris 13, 99, av. J.-B. Clément, 93430 Villetaneuse, France
2. Institut national de Métrologie LNE-INM – CNAM – 62 rue du Landy, 93210 La Plaine Saint-Denis, France

Résumé : Nous présentons une méthode optique permettant de déterminer la constante de Boltzmann par spectroscopie laser. L'expérience consiste à enregistrer dans un gaz l'absorption linéaire d'une transition moléculaire ou atomique à une température contrôlée autour de 273,15K. Cette mesure permet de déduire la largeur Doppler de la transition, largeur à laquelle peut être directement reliée la constante de Boltzmann. Une incertitude relative de 3,8x10^{-5} a récemment été obtenue. Le but est d'atteindre une incertitude de l'ordre de quelques ppm, niveau à partir duquel la mesure optique de la constante de Boltzmann pourrait contribuer à une nouvelle définition du Kelvin.

Mots-clés : Constantes fondamentales, Métrologie des fréquences, Spectroscopie laser, Système international d'unités.

1 Introduction

La valeur actuelle de la constante de Boltzmann (k_B) donnée par le CODATA (Committee on Data for Science and Technology) repose essentiellement sur une mesure de la vitesse du son dans un gaz datant de 1988. L'incertitude admise est de 1,7x10^{-6} (1σ) [1]. Plusieurs projets dans le monde reprennent cette méthode. Le regain d'intérêt pour la détermination de k_B s'inscrit dans la réflexion actuelle sur la refondation du système international d'unités (SI) et la perspective à l'horizon 2011 que le CGPM redéfinisse le kelvin en fixant la valeur de k_B à sa valeur admise à cette date, comme la vitesse de la lumière fut fixée en 1983, conduisant à une redéfinition de l'unité de longueur. Le kilogramme, l'ampère et la mole pourraient également être redéfinis à partir de constantes fondamentales. L'ensemble de ces redéfinitions supposeront la mise en place d'un nouveau SI dans lequel, en plus de la vitesse de la lumière c, d'autres constantes fondamentales telles que la constante de Planck h, la constante d'Avogadro N_A et la constante de Boltzmann k_B soient fixées pour définir et relier entre elles les différentes unités de base.

Dans notre groupe, nous développons depuis 2003 une approche nouvelle reposant sur une méthode optique qui ramène la détermination de k_B à une mesure de fréquence. Ce projet repose sur une approche proposée en 2002 par Ch. J. Bordé et s'inscrit comme une étape vers la redéfinition du Kelvin. La mesure est réalisée par une expérience de spectroscopie laser. Dans une cellule, une vapeur moléculaire à l'équilibre thermodynamique est en interaction avec une onde laser progressive. On enregistre le profil d'absorption linéaire autour d'une fréquence de résonance. Le profil d'absorption reflète la distribution de Maxwell-Boltzmann des vitesses moléculaires longitudinales le long du faisceau laser. Une analyse de la forme de la raie d'absorption, prenant en compte l'élargissement par pression, la structure hyperfine, l'effet Lamb-Dicke-Mossbauer, la saturation, etc, conduit à une détermination de l'élargissement Doppler, proportionnel à $\sqrt{k_B T}$, et donc à une mesure de la constante de Boltzmann, k_B.

2 Mesure de la constante de Boltzmann au LPL

Nous avons développé un premier dispositif expérimental afin de réaliser une expérience simple démontrant le potentiel de cette nouvelle approche pour la détermination de k_B [2]. L'expérience consiste à mesurer le plus précisément possible le profil Doppler d'une raie de vibration-rotation d'une vapeur d'ammoniac à l'équilibre thermodynamique [Fig. 1]. La spectroscopie est réalisée à l'aide d'un laser à CO_2 ultra-stable dans le domaine spectral de 10 µm. La cellule d'absorption est placée dans un thermostat qui permet de contrôler la température autour de 273,15 K. L'analyse de la forme de raie permet ainsi d'accéder à une connaissance directe de la constante de Boltzmann. Cette expérience a conduit à une incertitude meilleure que 9x10^{-5} sur la largeur de raie, soit meilleure que **2.10^{-4}** en valeur relative sur la valeur de la constante de Boltzmann.

Ces premiers résultats très prometteurs ont ouvert la voie à un nouveau dispositif expérimental avec comme objectifs principaux : l'amélioration du rapport signal sur bruit et un contrôle au niveau du ppm de la température du gaz moléculaire ainsi que la réduction de l'erreur systématique due au rétrécissement Dicke en travaillant à des pressions inférieures au Pascal. Une nouvelle série d'expérience a été réalisée pour des pressions comprises entre 0,1 et 1,3 Pa. Le profil utilisé pour l'ajustement des spectres est un profil de Voigt. Ces mesures conduisent aujourd'hui à une nouvelle détermination de la largeur Doppler. Après seulement 11 heures d'accumulation nous avons été capables d'obtenir une mesure de k_B avec une incertitude limitée par la statistique à un niveau de **38 ppm**, soit pour des temps de mesure comparables, le gain d'un facteur 20 par rapport à la première expérience.

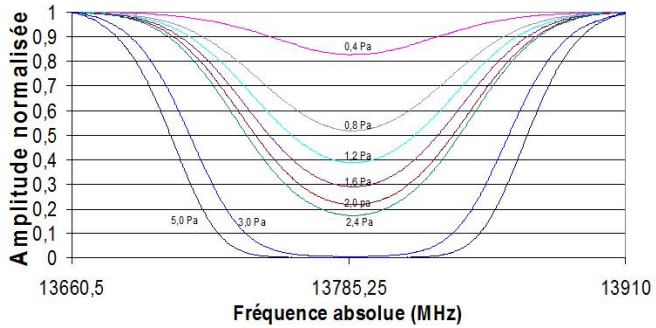


Fig. 1 : Exemple de spectres d'absorption linéaire expérimentaux obtenus pour une pression variant de 0,1 à 5 Pa. L'acquisition est effectuée sur une raie de vibration-rotation d'une vapeur d'ammoniac à 273.15 K. L'analyse de la forme de raie permet d'accéder à une connaissance directe de la constante de Boltzmann.

3 Conclusion

Nous avons développé une expérience qui a permis pour la première fois une mesure de la constante de Boltzmann par spectroscopie laser avec une incertitude au niveau de 38 ppm. Pour aller au delà, le thermostat devra être encore amélioré afin de garantir une homogénéité et une stabilité de la température du gaz moléculaire au niveau de 1 ppm. Une nouvelle cellule d'absorption de 3 cm de long sera implantée sur l'expérience pour mener une étude du profil d'absorption à des pressions plus élevées, autour de 100 Pa. L'effet des collisions et en particulier le régime Lamb-Dicke seront étudiés. Enfin une nouvelle cellule multipassage (type Herriott) sera développée et mise en place sur l'expérience afin de travailler dans un régime très basse pression et réduire encore l'effet des collisions modifiant la vitesse sur le profil de raie. Ces améliorations rendront alors possible l'étude exhaustive des effets systématiques sur la mesure de la constante de Boltzmann au niveau de quelques ppm [Fig. 2].

Un prolongement plus appliqué de notre projet pourrait être la construction d'un thermomètre absolu opérationnel vers plusieurs centaines de degrés Celsius, gamme où l'exactitude de notre expérience pourrait excéder assez aisément les méthodes actuelles reposant sur quelques points triples. Cette évolution dépendra des progrès actuels et de l'intérêt industriel d'une telle voie.

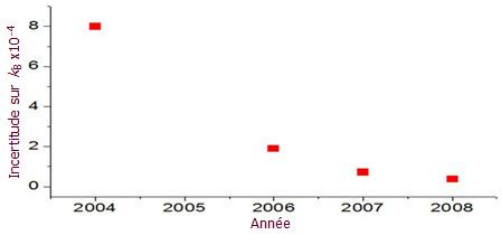


Fig. 2 : Evolution de l'incertitude sur la mesure de la constante de Boltzmann obtenue au Laboratoire de Physique des Lasers entre 2004 et 2008. La dernière valeur obtenue est de 3,8x10^{-5}.

Références

[1]. P.J. Mohr et al., "CODATA recommended values of the fundamental physical constants" (2006).

[2]. C. Daussy et al., "First direct determination of the Boltzmann constant by an optical method: towards a new definition of the Kelvin", Phys. Rev. Lett. **98**, 250801 (2007).

Émission laser de nanocristaux de Gd_2O_3 dopés au néodyme dans des microcavités de silice

Guoping Lin[1,2], Yves Candela[1], Zhiping Cai[2], Olivier Tillement[3], Valérie Lefèvre[1] et Jean Hare[1,*]
1. Laboratoire Kastler Brossel, Ecole Normale Supérieure, UPMC, CNRS, 24 rue Lhomond, F-75231 Paris Cedex 05, France
2. Department of Physics, Xiamen University, 422, rue Ximingnan, 361005 Xiamen, Chine
3.LPCMA, Université Claude Bernard Lyon 1, 10 rue André-Marie Ampère, 69622 Villeurbanne cedex, France
** Jean.Hare@lkb.ens.fr*

Abstract: En utilisant des microsphères de silice de très haut facteur de qualité, nous avons obtenu, pour la première fois, un effet laser fondé sur des nanocristaux d'oxyde de Gd_2O_3 dopés par des ions néodyme. La pompe à 808 nm ainsi que la lumière émise sont couplées en entrée et en sortie de la microsphère par un coupleur à fibre effilée (taper). La photoluminescence filtrée par les modes de galerie et l'émission laser à la température ambiante seront décrites et analysées. Nous allons aussi présenter les résultats de nos nouvelles expériences.
Keywords: laser, nanocristaux, microsphères, néodyme, lanthanides Gd_2O_3, modes de galerie.

1. Introduction

Surface-tension-induced whispering gallery mode microcavities like silica microspheres and microtoroids have attracted much interest due to their ultra high quality factor ($Q \sim 10^8$) and rather small modal volume ($V \sim 100\ \lambda^3$) [1,2]. These WGM microcavities have many potential uses in the field of cavity quantum electrodynamics, biosensors and low threshold microlasers. In microlaser application, different gain materials have been employed [3,4,5]. Recently, stable colloidal suspensions of luminescent lanthanide oxide nanocrystals have been prepared. They provide an attractive way for silica microcavities functionalization. More specifically, gadolinium oxide nanocrystals, whose fusion temperature is higher than 2500 K, can be embedded in the silica microcavities at the fusion step.

In this report, we combine the advantage of microsphere cavity and Nd^{3+}-doped Gd_2O_3 nanocrystals emitters produced at LPCML in Lyon [6], and employ a fiber taper [7,8] to investigate the emission properties of a microsphere cavity. We succeeded in obtaining WGM photoluminescence and laser emission at low pump power. This technique will also be applied to microtoroid cavities for improved performances.

2. Fabrication and experiment setup

A fiber taper tip is first formed by CO_2 laser beam heating of a standard optical fiber, and then dip-coated with Nd^{3+}-doped Gd_2O_3 *nanocrystals in colloidal suspension*. The annealing procedure is then performed at the same time the fiber tip is fused into a microsphere. Figure 1 shows the laser experiment setup. A free running Sanyo laser diode at 808 nm is used to excite a high-Q WGM resonance of the microcavity and pump the Nd^{3+} ions. The microsphere is attached to a piezoelectric nanopositioner (PZT) which allows us to control the coupling geometry and particularly the gap between the fiber taper and microsphere. The emission signal, separated from the pump by a dichroic mirror and an RG850Schott filter, is sent to a spectrum analyzer with CCD readout.

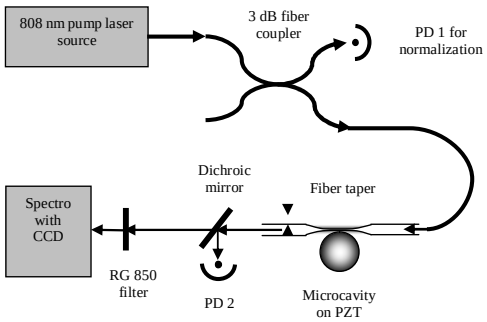


Fig. 1: Sketch of the experimental setup

3. Results and discussion

Figure 2 shows the light emission spectrums at two different absorption powers. The top view photo of a 79 µm microsphere with a fiber taper is also provided in the inset. From the spectrum, we can clearly see the neodymium photoluminescence in the WGM's of microsphere cavity with Nd^{3+} doped Gd_2O_3 nanocrystals emitters, the average FSR around 1060 nm is 3.2 nm, in good agreement with the expected FSR of 3.1 nm for pure silica. When we increase the absorption pump power of microsphere cavity to 5.8 µW, we observe the lasing emission at 1094.8 nm. The Q factor of the microsphere cavity in pump wavelength (around 808 nm) is measured to be 1×10^8. The Q factor at the laser wavelength is expected to be higher above the 6×10^7, the measured value at around 1083 nm, which is actually limited by the width of the laser diode.

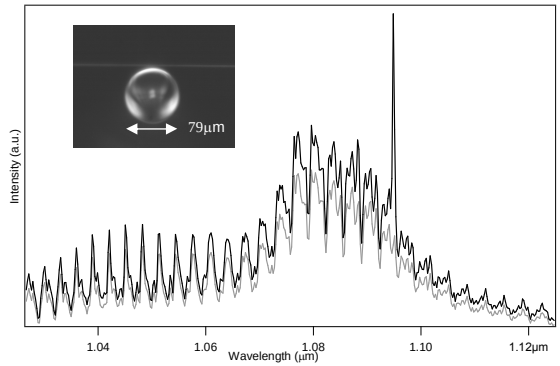


Fig. 2 : Emission spectrum of the microsphere at two different excitation powers 3.1 µW and 5.8 µW.
A picture of fiber taper coupled microsphere is shown in the inset.

4. Conclusion

We have fabricated a silica microsphere cavity embedding Nd^{3+} doped Gd_2O_3 nanocrystals emitters, and achieved laser emission. To our knowledge it is the first microlaser based on rare earth doped lanthanide oxide nanocrystals. We now plan to optimize the embedding procedure and to characterize the microlaser in more detail.

5. Acknowledgment

This work has been supported by the China Scholarship Council and "C'Nano IdF".

Références

[1] L. Collot, V. Lefèvre-Seguin, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche, "Very high-Q whispering-gallery mode resonances observed on fused silica microspheres" *Europhys. Lett.* **23,** 27 (1993)
[2] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, "Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip" *Nature* 421, 925 (2003)
[3] V. Sandoghdar, F. Treussart, J. Hare, V. Lefèvre-Seguin, J.-M. Raimond, and S. Haroche, "Very low threshold whispering-gallery mode microsphere laser" *Phys. Rev. A* **54,** R1777 (1996)
[4] M. Cai, O. Painter, and K. J. Vahala, "Fiber-coupled microsphere laser" *Opt. Lett.* 25, 1430 (2000)
[5] S. I. Shopova, G. Farca, A. T. Rosenberger , W. M. S. Wickramanayake and N. A. Kotov," Microsphere whispering-gallery-mode laser using HgTe quantum dots", *Appl. Phys. Lett.* **85**, 6101 (2004)
[6] R. Bazzi, M. A. Flores-Gonzalez, C. Louis, K. Lebbou, C. Dujardin, A. Brenier, W. Zhang, O. Tillement, E. Bernstein and P. Perriat, "Synthesis and luminescent properties of sub-5-nm lanthanide oxides nanoparticles" *J. Lumin.* **102-103**, 445 (2003)
[7] J. C. Knight, G. Cheung, F. Jacques, and T. A. Birks, "Phase-matched excitation of whispering gallery mode resonances by a fiber taper" *Opt. Lett.* **22,** 1129 (1997)
[8] Fedja Orucevic, Valérie Lefèvre-Seguin, and Jean Hare, "Transmittance and near-field characterization of sub-wavelength tapered optical fibers" *Opt. Express* **15**, 13624 (2007)

Effets d'absorbant saturable sur la dynamique d'un laser à fibre double gaine dopée ytterbium

Jérôme Maria[1,*], Pavel Peterka[2], Bernard Dussardier[1]
1. Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, UMR-CNRS 6622, Univ. de Nice Sophia Antipolis, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex2
2. Institute of Photonics and Electronics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Chaberská 57, 18251 Prague, Czech Republic
** jerome.maria@unice.fr*

Résumé : Les lasers à fibre optique dopée à l'ytterbium ont la particularité d'émettre des séries instables d'impulsions de type *Q-switch* notamment en cavité de type Fabry-Perot, sur une grande gamme de puissance de pompe. Ces oscillations sont caractérisées dans le cas d'une fibre à double gaine et sont attribuées à un phénomène d'absorption saturable présent dans la population d'ions ytterbium. Une courte portion de fibre absorbant saturable dopée au chrome accroît la stabilité des trains d'impulsions.
Mots-clés : laser, fibre, impulsion,

1. Introduction

Les lasers à fibre dopées aux ions d'ytterbium (Yb) sont des sources lasers efficaces, fiables et compatibles avec de nombreuses applications utilisant divers régimes de fonctionnement accessibles continus ou impulsionnel [1]. Les lasers continus émettent jusqu'à plusieurs kW en faisceau limité par la diffraction, alors que l'émission impulsionnelle en dessous de 100 fs est obtenue grâce à des phénomènes non-linéaires dans les fibres ou des composants non-fibrés absorbant saturables additionnels [2]. Les lasers en régime relaxé ou activement Q-déclenché ont aussi de nombreuses applications, notamment pour la détection à distance ('ranging'). Dans ce cas certains effets non-linéaires apparaissent qui détériorent la qualité des impulsions avant accession à l'énergie voulue par impulsion [3].

Toutefois ces lasers ont un comportement parfois néfaste : un régime auto-impulsionnel s'établit dans un simple laser à fibre dopée Yb même sous pompage continu. Ceci est observé dans les cavités de type Fabry-Perot (F-P) pompées dans le coeur [4] ou dans la gaine [3]. Ces impulsions sub-µs souvent modulées par des interférences entre modes longitudinaux apparaissent à proximité de seuil laser, et tendent à disparaître lorsque la puissance de pompe augmente. Toutefois, dans certains cas ces instabilités subsistent même à des pompages forts et lorsqu'elles atteignent une puissance crête suffisante, les non-linéarités du milieu en amplifient certaines jusqu'à des impulsions très courtes (< 1ns) à forte puissance crête.

Dans ce travail, nous caractérisons la dynamique de plusieurs fibres dopées Yb dans diverses configurations (FP, anneau unidirectionnel). L'effet de l'ajout d'un absorbant saturable est observé et discuté.

2. Experience

Parmi les cavités explorées, nous présentons celle en F-P (figure 1). La fibre dopée ytterbium fabriquée au laboratoire a une gaine en D (120 x 100 µm), un cœur unimodal à 940 nm de 6,5 µm de diamètre, et une longueur de 1,2 m. Une autre fibre expérimentale à double gaine octogonale, prêtée par la société Liekki ('Yb1000', 4m) a aussi été testée. La cavité était constituée d'un réseau de Bragg hautement réfléchissant (1064 nm, largeur ~0,3 nm) et de la réflexion sur la face d'entrée côté pompe, clivée à angle droit (cas des fortes pertes), ou bien d'un miroir plan réfléchissant à 90% (cas des faibles pertes). Pour les mesures en fortes pertes, ce miroir était fortement incliné. Le faisceau laser en sortie était caractérisé à travers ce miroir. Les paramètres de contrôle de la dynamique étaient la puissance de pompe, la position des boucles du contrôleur de polarisation et la position du miroir à 90%. Une fibre absorbant saturable dopée au chrome [5], absorbant ~5 dB/m à 1064 nm a ensuite été soudée entre la fibre amplificatrice et le contrôleur de polarisation à boucles. Sa longueur a varié entre 3,5 et 70 cm en cavité F-P.

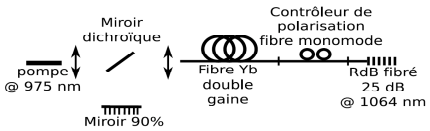


Figure 1 : Schéma expérimental du laser en cavité Fabry-Perot.

3. Résultats

Nous montrons ici un exemple de la dynamique de ce système. La figure 2(a) montre l'effet des pertes de la cavité avec la fibre en D, proche du seuil. En cavité à fortes pertes on observe des trains irréguliers d'impulsions de durée de quelques µs et diminuant jusqu'à <1 µs à forte puissance de pompe (> 9 W). A faibles pertes, on accède à un régime quasi-continu, très bruité. Ceci est obtenu en optimisant le contrôleur de polarisation. A faibles pertes (miroir aligné), dérégler le contrôleur de polarisation a le même résultat impulsionnel chaotique. Chaque pic de la figure est modulé par les interférences entre modes longitudinaux (encart (a)). On observe un comportement similaire avec la fibre Yb1000, avec des comportements du type 2T-périodique.

La figure 2(b) montre l'effet de l'introduction de 30 cm de fibre dopée au chrome. On constate que les impulsions sont plus régulièrement espacées et qu'elles sont lissées, presque sans modulations d'interférences inter-modales (encart (b)). A plus forte pompe, jusqu'à plus de 9 fois le seuil, les observations sont similaires. Dans les deux cas, avec ou sans la fibre Cr, on atteint un taux de répétition maximum de 350 kHz et des impulsions de ~500 ns minimum. Des observations similaires ont été faites avec d'autres longueurs d'absorbant.

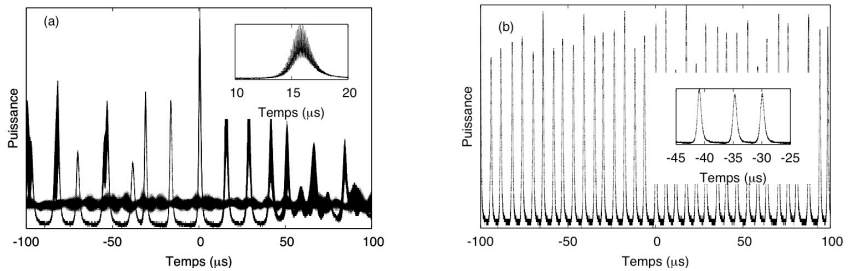


Figure 2 : (a) Cavité 'Yb seul' avec miroir aligné (continu bruité) et désaligné (impulsionnel chaotique). (b) Avec 30 cm de fibre au chrome, pompe ~4,5 fois celle du seuil. (encarts) Détails des impulsions (a) modulées par interférences intermodales et (b) lissées

4. Discussion et conclusion

Les observations de trains d'impulsion « µs » dans le laser Yb seul sont similaires celles faites en pompant à faible puissance dans le cœur dopée Yb [4] et à forte puissance dans une fibre à double gaine [3] à l'exception de l'amplification par diffusion Raman stimulée, et ceci pour les deux fibres différentes étudiées ici. On interprète le fonctionnement auto-impulsionnel par la présence de certains ions Yb^{3+} agissant comme absorbant saturable lent. Cette hypothèse est en cours d'investigation par simulations numériques.

Lorsqu'on ajoute volontairement un absorbant, l'effet de lissage des pics d'interférence inter-modale révélerait un filtrage des modes longitudinaux s'opérant par brûlage de trou (*hole burning*) généré par l'onde stationnaire transitoire, comme ceci a été mis en œuvre avec des fibres dopées à l'erbium [6]. Ceci permettrait la réduction du nombre de modes longitudinaux et stabiliserait le fonctionnement auto-impulsionnel généré par la fibre dopée Yb. Le second effet serait l'élimination de la plupart des pics d'interférence inter-modale, ce qui limiterait l'apparition d'instabilités causées par des effets non linéaires. Ces hypothèses sont en cours d'évaluation par simulations numériques, qui seront présentées lors de la conférence. La confirmation du filtrage par la fibre absorbant saturable serait d'un intérêt certain, car le filtrage serait distribué et pourrait être intégré à la fibre optique amplificatrice de lasers impulsionnels Q-déclenchés ou continus.

5. Remerciements

Ce travail a été partiellement supporté par EGIDE – programme Barrande (MEB 020830) d'échange franco-tchèque. Les auteurs remercient M. Ude et S. Trzésien pour la préparation des fibres dopées Yb et Cr, et nLight (Liekki) pour le prêt de la fibre Yb1000.

Références

[1] voir "Special Issue on High-Power Fiber Lasers » *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron* **15**, 1-231 (2009)
[2] O. Okhotnikov, A. Grudinin and M. Pessa, "Ultra-fast fibre laser systems based on SESAM technology: new horizons and applications", *New Journal of Physics* **6**, 177 (2004)
[3] A. Hideur, T. Chartier, C. Ozkul and F. Sanchez, « Dynamics and stabilization of a high power side-pumped Ybdoped double-clad fiber laser », *Opt. Comm.* **186**, 311-317 (2000)
[4] A.V. Kir'yanov and Yu.O. Barmenkov, «Self-Q-switched Ytterbium-doped all-fiber laser », *Laser Phys. Lett.* **3**, 498–502 (2006)
[5] L. Tordella, H. Djellout, B. Dussardier, A. Saïssy and G. Monnom, "High repetition rate passively Q-switched Nd^{3+}:Cr^{4+} all-fibre laser", *Electron. Lett.* **39**, 1307-1308 (2003)
[6] Y. Cheng, J. T. Kringlebotn, W. H. Loh, R. I. Laming, and D. N. Payne, « Stable single-frequency traveling-wave fiber loop laser with integral saturable-absorber-based tracking narrow-band filter », *Opt. Lett.* **20**, 875-877 (1995)

Source laser intense pour le refroidissement du ^{87}Rb par doublement de fréquence d'un laser fibré telecom

P.-E. Pottie⋆, L. Longchambon, T. Liennard, V. Lorent, H. Perrin

Laboratoire de Physique des Lasers, UMR 8630 CNRS / Uni. Paris Nord - Institut Galilée, Avenue J.-B Clément, 93430 Villetaneuse
⋆ pottie@univ-paris13.fr

Résumé : Nous avons construit un système laser pour le refroidissement du 87Rb basé sur le doublement de fréquence en simple passage de sources laser fibrées télécom. Grâce aux développements technologiques intensifs dont elles ont bénéficié, ces sources puissantes possèdent d'excellentes caractéristiques en terme de stabilité d'intensité relative et de bande passante de modulation. L'efficacité accrue de doublement de fréquence des cristaux à retournement périodique nous a permis d'obtenir jusqu'à 1.8W à 780 nm à partir de 10 W à 1.56 μm en simple passage dans un cristal de ppLN :MgO. Cette technique peut être étendue au refroidissement du potassium (767 nm) et à la réalisation d'un piège dipolaire sur le bleu de la résonance du Rb.
Mots-clés : Doublement de fréquence, atomes froids.

1 Introduction

La technique de quasi-accord de phase par retournement périodique des propriétés non-linéaires dans certains cristaux présente l'avantage d'exploiter un élement unique, et le plus fort, du tenseur de susceptibilité diélectrique du matériau. L'accord de phase est réalisé sans angle entre les deux ondes, éliminant le décalage spatial des deux ondes, même sur des grandes longueurs de propagation. Les rendements obtenus avec ces types de cristaux sont bien supérieurs aux cristaux monolithiques usuels, de l'ordre de quelques %/W. Elle a permis d'atteindre des puissances de l'ordre du watt en régime pulsé et continu ces dernières années [1]-[5]

Pour un faisceau focalisé au centre d'un cristal non-linéaire, en quasi-accord de phase, dans la limite des faibles efficacités (pas de déplétion de la pompe), et en négligeant les effets photoréfractifs et de lentille thermique, l'efficacité de doublement de fréquence s'écrit :

$$\frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}^2} = \eta \times l_c d_{\text{eff}}^2 \times h \times \exp(-\alpha_{2\omega} l_c) \tag{1}$$

où η est un facteur de qualité dépendant de la longueur d'onde fondamentale et des indices extraordinaires du cristal, l_c la longueur du cristal , et d_{eff} est le coefficient effectif de doublement de fréquence. h est la fonction de focalisation de Boyd-Kleinman [6]. $\alpha_{2\omega}$ traduit les pertes linéaires à la fréquence harmonique.

2 Montage expérimental

Le schéma expérimental est montré figure 1. On a choisi un cristal de Niobate de Lithium dopé MgO à 5% produit par HCP Photonics, pour son fort coefficient non linéaire de 17.6pm/V. Le cristal mesure 50x3x0.5 mm. Le cristal est maintenu dans les mâchoires d'un four à une température voisine de 89˚C à 0.1˚C près pour assurer le quasi-accord de phase à nos longueurs d'onde.

Le laser pompe est une diode fibrée DFB FITEL FOL15DCW, émettant plus de 10mW à 1560 nm. Le laser injecte un amplificateur fibré monomode à maintien de polarisation de 40 dB de gain (Kheopsys), saturant à 10 W. Le laser amplifié est collimaté en sortie par une lentille de focale 8 mm et traitée AR à 1560 nm, connectorisée à la fibre clivée droite de sortie de l'amplificateur. Le col de 725 microns est localisé 15 cm en arrière de la sortie de fibre. Le faisceau est ensuite focalisé au centre du cristal par une lentille de focale 100mm, placée sur une platine de translation micrométrique. On obtient un col de 75 microns placé au centre du cristal, proche de l'optimum calculé par la fonction de Boyd-Kleinman [6]. Un miroir et une platine de micro-positionnement 5 axes permettent l'alignement de la pompe et de l'axe lent du cristal sur toute sa longueur, ainsi qu'un bon positionnement du col au centre du cristal. Une lentille traitée AR à 780 nm fait l'image à l'infini de ce col. On obtient un faisceau de col 340 μm situé 40 cm environ après la lentille. Les faisceaux à 780 nm et 1560 nm, bien que de même polarisation, sont séparés par un cube séparateur de polarisation fait de deux prismes traités à 780 nm. Le faisceau principal est diffracté par un Modulateur Acousto-Optique (MAO) à 135 MHz (fixe) pour un contrôle rapide de l'intensité. Le faisceau est injecté dans une fibre monomode à maintien de polarisation avec plus de 90% d'efficacité.

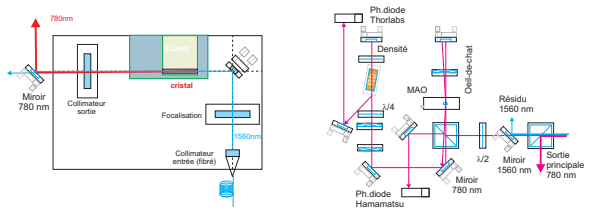


FIG. 1: Schéma du montage expérimental.

Asservissement On asservit en fréquence le système laser par absorption saturée du Rb en utilisant une fuite à 780 nm (typiquement de 300 μW à 3 mW) du système de séparation des deux longueurs d'onde. Le faisceau passe d'abord dans un MAO à 110 MHz en double passage à travers un oeil de chat. Le MAO offre 40 MHz d'accordabilité, ce qui permet d'accorder le laser asservi sur une plage de 80 MHz. On mesure ensuite la puissance lumineuse entrante dans la cellule d'absorption par une photodiode Thorlabs PDA55, et on asservit la puissance RF du MAO en double passage avec un montage Proportionnel-Intégrateur-Dérivateur, de façon à garder l'intensité lumineuse de la pompe constante dans la cellule, quelque soit la fréquence RF ou la puissance de sortie du montage. Le signal d'absorption saturée est mesuré par une photodiode Hammamatsu S-1336-BR, et le signal d'erreur est généré par une détection synchrone. On asservit en fréquence le laser pompe en rétro-agissant sur le courant parcourant la diode laser.

3 Résultats expérimentaux

Nous avons obtenu jusqu'à 1.8 W en continu à 10 W. On a mesuré la largeur en fréquence du laser pompe par battement entre deux sources lasers semblables à 1560 nm. La largeur du battement est de 1.7 MHz. On en déduit la largeur en fréquence du laser à 780 nm égale à 2.4 MHz. Nous montrons également fig.2 le spectre d'absorption saturée obtenu avec notre système.

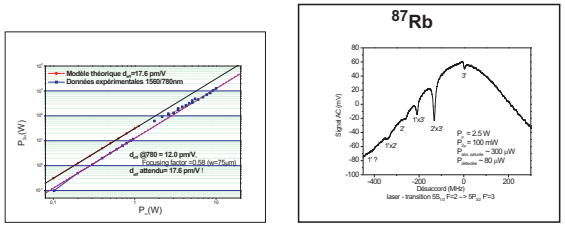


FIG. 2: Puissance de sortie en fonction de la puissance pompe, et spectre expérimental de la raie D2 du Rb87, F=2.

4 Remerciements

Les auteurs remercient l'IFRAF pour son soutien financier, et Olivier Lopez pour son aide précieuse.

Références

[1] Juwiler et al., Appl. Opt. **42**, pp. 7163 (2003).

[2] Ch. Schwedes et al., Appl. Phys. B, **76**, pp. 143 (2003).

[3] R. Thompson et al., Opt. Express **11**, 1709-1713 (2003).

[4] R. Le Targat et al., Opt. Comm., **247** pp. 471 (2005).

[5] Vyatkin et al. , "proc. of Conference on lasers and electro-optics (CLEO)", San Francisco, CA, USA, 16 - 21 May 2004, Piscataway, NJ, IEEE (2004).

[6] G.D. Boyd and D.A. Kleinman, J. Appl. Phys., pp. 3597-3639 (1968).

Laboratoire sur puce tout-optique

Matthieu Robert de Saint Vincent[1,⋆], Régis Wunenburger[1] et Jean-Pierre Delville[1]

1. CPMOH, université Bordeaux 1, CNRS UMR 5798, 351 cours de la Libération, 33 405 Talence cedex
⋆ m.st-vincent@cpmoh.u-bordeaux1.fr

Résumé : La contrainte hydrodynamique induite par l'échauffement d'une interface entre deux fluides non miscibles produit un écoulement. Nous montrons que cet effet thermocapillaire peut être engendré en chauffant localement l'interface au moyen d'un faisceau laser, et appliquons cette méthode à des écoulements au sein de canaux microfluidiques. Des microcomposants élémentaires (vanne, calibreur de gouttes, commutateur) sans contact et reconfigurables sont ainsi réalisés.
Mots-clés : Micromanipulation laser, microfluidique, optofluidique.

1 Introduction

Le concept de laboratoire sur puce consiste à réaliser des séquences de réactions chimiques dans des microsystèmes, impliquant des écoulements multiphasiques à des échelles typiquement de l'ordre du nanolitre.
La formation et le transport des gouttes sont gouvernés par les paramètres d'injection (débit, pression) et la géométrie du microcanal [1], interdisant tout contrôle de l'écoulement en temps réel, à l'échelle d'une goutte. Du fait de leur caractère non invasif, les forces optiques [2] semblent séduisantes pour réaliser un tel contrôle. Néanmoins, leur amplitude (de l'ordre du pN) s'avère trop faible en regard des forces typiquement impliquées dans le contexte d'écoulements microfluidiques (de l'ordre du μN). Nous proposons donc une méthode basée sur un effet thermique (effet thermocapillaire ou Marangoni) induit localement par laser, qui combine les avantages d'une méthode optique et une amplitude compatible avec une application en microfluidique.

2 Effet thermocapillaire induit par laser

La tension interfaciale σ entre deux fluides non miscibles est une fonction de la température T. Ainsi, l'interface entre une goutte et un liquide visqueux soumise à un gradient de température subit un gradient de tension interfaciale, qui induit une contrainte hydrodynamique. Un écoulement interfacial en résulte, dirigé dans le même sens que le gradient de température si $\frac{\partial\sigma}{\partial T} > 0$. Cet écoulement diffuse dans le volume, induisant une migration de la goutte à une vitesse qui dépend du gradient de température, dans la direction opposée [3]. Ainsi, un chauffage localisé, même modéré, réalisé au moyen d'un laser peu focalisé, constitue un moyen pertinent d'engendrer un tel écoulement. Une goutte chauffée localement sera ainsi repoussée par le faisceau. Cet effet permet la réalisation de microcomposants optiques élémentaires pour la microfluidique [4].
Un faisceau laser (Ar^+ continu, mode TEM_{00}, $\lambda_0 = 514.5\,$nm) est focalisé sur un microcanal au moyen d'un objectif de microscope ($\times 2.5$ ou $\times 10$), formant un waist $\omega_0 = 10.3$ ou $2.6\,\mu$m respectivement. Le même objectif est également utilisé pour imager l'écoulement sur une caméra rapide CMOS.
Les deux fluides (hexadécane avec un tensioactif, eau) étant transparents à la longueur d'onde utilisée, un colorant (uranine, 0.1 %) est ajouté à la phase aqueuse pour échauffer le milieu. L'injection des fluides est réalisé à pression imposée (par le biais de réservoirs suspendus) ou à débit imposé (au moyen de pousse-seringues).

3 Vanne et calibreur optofluidiques

La problématique initiale d'un dispositif microfluidique concerne la formation de gouttelettes. Considérons un microcanal à géométrie en croix, où l'eau est introduite dans le canal central et l'huile dans les deux canaux latéraux (Fig. 1a). L'écoulement de base conduit à l'émission périodique de gouttes dont la période d'émission t_0, la vitesse v_0 et la longueur L_0 sont fixées par les conditions d'injection.
Si le ménisque atteint la position du spot laser, pour puissance supérieure à une valeur seuil, on observe un blocage temporaire de l'écoulement (Fig. 1a) dont la durée τ croît avec la puissance laser et peut atteindre jusqu'à près de 8 s pour une vitesse $v_0 \simeq 1.2\,$mm/s (Fig. 1b). Deux comportements distincts sont alors observés. À pression imposée, on observe un amincissement du "cou" durant le blocage, du fait de la surpression de l'huile. La goutte finalement formée est alors plus petite que la goutte non bloquée (Fig. 1c). À débit imposé, on observe au contraire un gonflement du "cou", conduisant à la formation d'une goutte plus grande (Fig. 1d). Dans ce cas, la croissance de la goutte observée durant le blocage est reliée au temps de blocage par la conservation du débit (Fig. 1e).

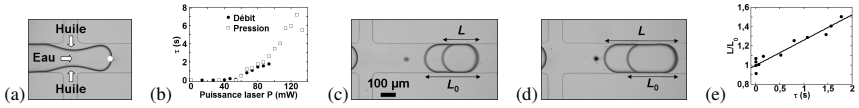


FIGURE 1: (a) Formation et blocage d'une gouttelette dans un microcanal à géométrie en croix. La position du spot laser est indiquée par le point blanc. (b) Variation du temps de blocage τ avec la puissance laser, pour des écoulements à pression ou à débit imposé. (c,d) Comparaison des gouttes formées avec ou sans laser lorsque l'écoulement est à pression (c) ou à débit (d) imposé. (e) Relation entre la longueur des gouttes L, normalisée par L_0, et le temps de blocage à débit imposé : la droite représente la conservation du débit d'eau. On a ici $\omega_0 = 2.6\,\mu$m.

Ainsi, à pression imposée, la réduction conjointe de la fréquence d'émission et du volume des gouttes implique une réduction du débit effectif, ce qui constitue une vanne. À débit imposé, la réduction de la fréquence d'émission est corrélée à l'augmentation du volume des gouttes du fait de la conservation du débit. Le laser calibre les gouttes.

4 Commutateur de gouttes

Une fois les gouttes formées, les orienter sélectivement au sein d'un réseau de microcanaux constitue un second enjeu. On considère pour cela un microcanal présentant un élargissement en Y, et deux canaux de sortie (Fig. 2a). Les gouttes, formées en amont de d'élargissement, empruntent le canal de sortie dont la résistance hydrodynamique est la plus faible, représenté en bas sur l'image.
Le laser dévie la goutte pour la forcer à emprunter le canal opposé (image du bas sur la Fig. 2a). Un suivi de la trajectoire du centre de masse de la goutte à différentes puissances (Fig. 2b) montre que ce comportement est induit par une déviation locale. Lorsque la puissance laser est suffisante, ici à partir de $P = 53\,$mW, l'efficacité de l'aiguillage atteint 100 % pour des vitesses de gouttes de l'ordre du cm/s [5].
Cet effet peut être appliqué au tri de gouttes. Considérons en effet un canal similaire, mais comprenant deux canaux d'entrée d'eau distincts, où sont injectées respectivement de l'eau avec et sans colorant (Fig. 2c). Sans laser, les gouttes suivent le même trajet, quelle que soit leur composition. Lorsque le laser est allumé, seules les gouttes contenant du colorant sont déviées. Un tri des gouttes selon leurs propriétés optiques est donc possible.

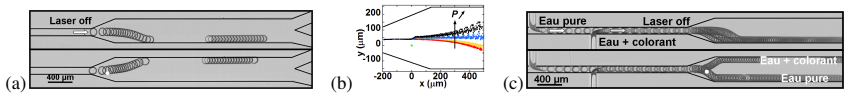


FIGURE 2: (a) Superposition d'images successives illustrant la trajectoire d'une goutte à $P = 0$ (haut) et $P = 58\,$mW (bas). (b) Trajectoire du centre de masse des gouttes pour différentes puissances laser (de bas en haut : $P = 0, 48, 53, 58\,$mW). Le point vert marque la position du spot laser. (c) Superposition d'images successives illustrant la trajectoire de trois gouttes (eau + colorant, eau pure, eau + colorant) à $P = 0$ (haut) et $P = 159\,$mW (bas). Le point blanc sur (a) et (c) indique la position du spot laser. Ici $\omega_0 = 10.3\,\mu$m. Adapté de [5].

5 Conclusion

Un effet thermocapillaire induit localement au moyen d'un chauffage laser permet la réalisation de composants optiques élémentaires pour la microfluidique. Utilisés en combinaison, par exemple en utilisant des techniques holographiques, ces composants devraient permettre d'envisager une approche tout-optique du laboratoire sur puce. Une telle approche, sans contact et reconfigurable, ne nécessite aucune microfabrication particulière ni aucun traitement préalable des microcanaux.

6 Remerciements

Les auteurs remercient le Conseil régional d'Aquitaine pour son soutien financier et le laboratoire LOF-Rhodia pour l'accès au matériel de microfabrication.

Références

[1] G. F. Christopher, S. L. Anna, *J. Phys. D : Appl. Phys.* 40, R319 (2007)
[2] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, S. Chu, *Opt. Lett.* 11, 288 (1986)
[3] N. O. Young, J. S. Goldstein, M. J. Block, *J. Fluid Mech.* 6, 350 (1959)
[4] C. N. Baroud, M. Robert de Saint Vincent, J.-P. Delville, *Lab Chip* 7, 1029 (2007)
[5] M. Robert de Saint Vincent, R. Wunenburger, J.-P. Delville, *Appl. Phys. Lett.* 92, 154105 (2008)

Le modèle des poupées russes inversées dans les lasers bleus et verts InGaN

Guy Ropars[1,2,*], Albert Le Floch[1,3] et Govind Agrawal[4]

1. Laboratoire de Physique des Lasers, Université de Rennes 1, 35042 Rennes cedex.
2. Institut d'Electronique et des Télécommunications de Rennes, unité CNRS 6164, Université de Rennes 1, 35042 Rennes.
3. Laboratoire de Chimie et Photonique Moléculaires, unité CNRS 6510, Université de Rennes 1, 35042 Rennes cedex.
4. The Institute of Optics, Université de Rochester, Rochester, New York 14627 (USA).
** guy.ropars@univ-rennes1.fr*

Résumé : La croissance des couches cristallines à base de GaN reste délicate et conduit à des lasers à guidage par gain. Une analyse différentielle du volume des modes longitudinaux successifs montre une structure en modes emboîtés, le mode « bleu » oscillant à l'intérieur du mode « rouge » plus défocalisé. Les variations de taille de modes du même laser atteignant 20%, la largeur maximale du ruban actif assurant un fonctionnement sur le mode fondamental TEM_{00} est fixé par le mode « bleu » qui est le premier à osciller sur un mode transverse de type TEM_{01}.

1. Introduction

Depuis les premiers travaux de Nakamura il y a une quinzaine d'années sur GaN [1] permettant de réduire la densité de dislocations d'environ un facteur 100 dans ce matériau, les lasers bleus et verts ont connu un grand développement. Cependant la croissance de ces différents alliages reste difficile et le guidage des modes doit se faire par gain et non par indice comme pour la plupart des lasers GaAlAs oscillant au-delà de 600 nm (Fig. 1a). Ces dernières années la stabilité des faisceaux dans ces lasers à base de GaN a été largement améliorée notamment par un contrôle précis de la géométrie du milieu actif. Cependant les inhomogénéités du milieu actif entraînent une sous-structure de la distribution des modes, accentuée par un effet Stark interne important au niveau des couches actives (E_{int} ~ 100 V/µm). Nous proposons une analyse différentielle de la taille des modes successifs de ces lasers pour mieux comprendre leur dynamique.

2. Le modèle des poupées russes

Un exemple typique de spectre comme celui de la Fig. 2c montre 4 groupes de modes apparaissant successivement lorsque l'on s'éloigne du seuil, l'enveloppe du spectre étant triangulaire avec une intensité croissante vers le rouge. Nous disposons de deux types de lasers commerciaux (Sanyo) dont les largeurs de rubans actifs sont de 4,8 µm et 5,6 µm respectivement. Par construction le gain est maximum sur l'axe du ruban et s'annule sur les bords du ruban. Dans un tel laser à guidage par gain comme l'oscillation se produit du côté rouge de la courbe de fluorescence, les courbes de dispersion associées de l'indice sur l'axe et sur les bords du laser sont schématisées sur la Fig. 1b. Notons qu'un mode « rouge » va subir un effet de défocalisation plus important qu'un mode bleu le long du ruban. Pour une cavité quasi-plane on sait qu'un petit effet défocalisant entraîne des variations importantes de taille de modes que l'on peut détecter à l'extérieur du laser.

Pour isoler ces variations de tailles de modes nous avons réalisé une analyse spatiale différentielle grâce au montage de la Fig. 1c [2]. Chaque mode est isolé par un monochromateur et une plateforme de rotation automatisée reliée à un ordinateur permet de relever les profils gaussiens successifs en champ lointain (Fig. 1d). Les variations typiques observées atteignent 20 % et sont représentées sur la Fig. 2a pour une excitation de $I=1{,}19\ I_{seuil}$ (où I_{seuil} =37mA). Les modes apparaissent emboîtés à la manière des poupées russes. Notons que nous obtenons un système inversé par rapport aux distributions observables sur les lasers GaAlAs où la saturation non linéaire du gain initialement quasi-homogène, conduit cette fois à une focalisation, sur le même côté rouge de la courbe de fluorescence.

Pour optimiser la puissance de sortie des diodes bleues le constructeur réalise des rubans les plus larges possibles. Cependant avec les variations relativement importantes des tailles des modes à l'intérieur d'un même laser, c'est le mode bleu qui va fixer la limite supérieure possible pour le ruban actif. A titre d'exemple l'analyse différentielle montre que pour le laser 2 qui a une largeur de 5,6 µm, le mode bleu présente déjà une structure transverse (Fig. 1e) alors que le mode rouge est toujours TEM_{00}.

La dynamique des volumes de mode détermine les variations importantes des spectres des modes de ces lasers bleus. Dans un modèle simplifié on peut évaluer la puissance P_i émise par chaque mode i par une expression du type : $P_i = K\, w_i\, (g_i - g_s)$ où g_s est le gain au seuil, g_i et w_i sont respectivement le gain et le rayon du mode i, K étant une constante. Si on mesure le gain par la méthode de Hakki et Paoli (Fig. 2b) et les variations des tailles de modes (Fig. 2a), la comparaison expérience-théorie de la Fig. 2c montre que la dynamique des modes emboîtés conduit à une compréhension correcte du fonctionnement de ces lasers.

Récemment les groupes de Nakamura [3] et Okamoto [4] ont réussi à combler en partie le « trou » vert-jaune apparaissant sur le schéma de la Fig. 1a. Pour cela ils ont mis au point une croissance cristalline de GaN dite non-polaire où l'effet Stark est pratiquement annulé. Avec des dopages à l'Indium plus élevés, ils observent encore des spectres de modes emboîtés asymétriques dans le vert (Fig. 2d). Toutefois comme nous pouvons le prévoir aux fortes intensités lumineuses la focalisation non-linéaire apparaît et compense alors la défocalisation linéaire. On atteint ainsi un régime à effet total de lentille nul, donc à une symétrisation du spectre de modes comme l'indique le spectre correspondant à une puissance lumineuse de 15 mW (Fig. 2d).

En conclusion la dynamique des modes emboîtés semble déterminer les caractéristiques spécifiques de ces lasers bleus et verts.

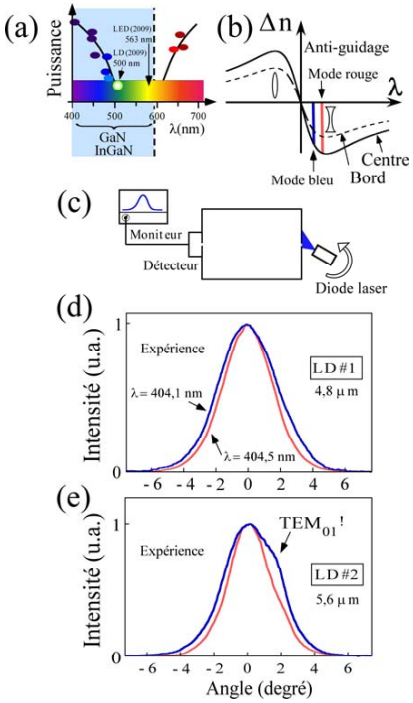


Fig. 1

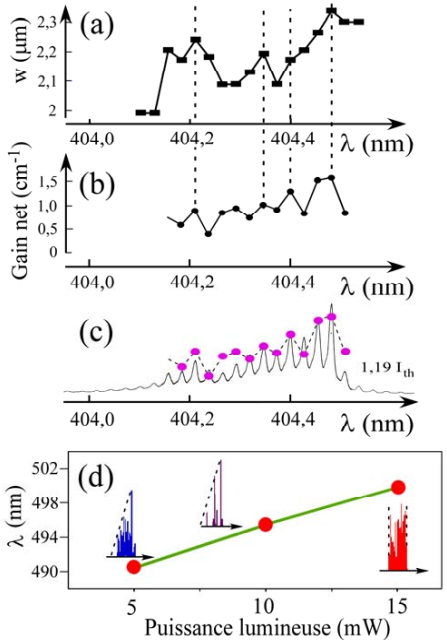


Fig. 2

Remerciements

Nous remercions S. Nakamura, K. Okamoto et O. Emile pour leurs suggestions et commentaires. Ces résultats sont financés par le contrat Plan État-Région PONANT.

Références

[1] S. Nakamura et G. Fasol, "The blue laser diode" (Springer, Heidelberg, 1997).
[2] G. Ropars, A. Le Floch et G. P. Agrawal, "Spectral and spatial dynamics in InGaN blue-violet lasers" *Appl. Phys. Lett.* **89**, 241128 (2006).
[3] S. Nakamura et M. Riordan, "Green lasers: the next innovation in chip-based beams" *Scientific American* (avril 2009).
[4] K. Okamoto, J. Kashiwagi, T. Tanaka et M. Kubota, "Nonpolar m-plane InGaN multiple quantum well laser diodes with a lasing wavelength of 499.8 nm" *Appl. Phys. Lett.* **94**, 071105 (2009).

Amplificateur Nd :YAG pompé diodes à fort gain pour la réalisation d'un laser auto-adaptatif

Rémi Soulard[1,*], Arnaud Brignon[1], Stéphane Raby[2] et Eric Durand[2]
1. Thales Research And Technology,1 Av Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France
2. Thales Laser, RD128, BP46, 91401 Orsay Cedex, France
** remi.soulard@thalesgroup.com*

Résumé : Un gain exponentiel faible signal g_0L = 5,5 correspondant à un facteur d'amplification de 250 en simple passage est démontré avec un amplificateur laser utilisant un barreau de céramique Nd :YAG pompé par diodes. Ce module possède toutes les propriétés géométriques et optiques pour un fonctionnement optimisé dans un futur laser auto-adaptatif permettant l'obtention d'un faisceau d'excellente qualité spatiale et un fonctionnement mono-fréquence.
Mots-clés : amplificateur laser pompée diodes, laser auto-adaptatif, mélanges d'ondes

1. Introduction

La qualité spatiale et spectrale du laser utilisé dans un Lidar ainsi que son énergie / puissance sont cruciales et déterminent directement les performances globales du système. Cependant, il devient difficile de maintenir une bonne qualité de faisceau lorsque l'énergie ou la puissance du laser augmente. En effet, les effets thermiques dans le cristal laser apportent de fortes aberrations de phase qui contribuent à distordre le front d'onde et à diminuer la qualité de faisceau. Les sources lasers conventionnelles sont donc souvent limitées en énergie / puissance à cause de ces problèmes. Par ailleurs, les sources lasers classiques pour les systèmes Lidar utilisent un certain nombre de composants critiques, complexes, coûteux et à forte consommation électrique pour créer des impulsions et pour affiner spectralement l'émission laser (déclenchement par une cellule de Pockels ou une cellule acousto-optique, asservissement électronique de la cavité laser avec une câle piezo-électrique). Les sources auto-adaptatives qui utilisent les effets non-linéaires du milieu laser permettent de s'affranchir de ces limitations. Dans cette architecture, un hologramme dynamique de gain s'inscrit dans le milieu laser permettant de contrôler spatialement (correction des aberrations des cristaux lasers par conjugaison de phase), temporellement (génération d'impulsions) et spectralement (fonctionnement mono-fréquence) l'émission laser. En revanche, le milieu laser doit posséder un gain très important afin d'inscrire un hologramme dynamique efficace pour une extraction optimisée de l'énergie stockée dans les milieux à gain.

La plupart des lasers auto-adaptatifs réalisés précédemment utilisaient des amplificateurs Nd:YAG pompés par lampes flash avec un rendement à la prise intrinsèquement limité [1-3]. Les versions utilisant un pompage par diodes étaient jusqu'à présent limitées à environ 10 mJ par impulsion [4-5]. Pour les applications spatiales des Lidars, telles que les mesures dynamiques des déplacements des masses d'air ou la détection de polluant et d'aérosols, des énergies par impulsion supérieures ou égales à 100 mJ à une cadence de 100 Hz sont nécessaires. Nous présentons dans cette communication la conception d'une tête laser Nd :YAG à fort gain pompée par diodes adaptée aux besoins d'une future source adaptative répondant à ces spécifications.

2. Réalisation et caractérisation de la tête laser à fort gain

La structure de pompage réalisée par Thales Lasers est constituée d'un barreau de céramique Nd :YAG composite formé d'une section dopée entourée de YAG non dopé. Cette géométrie de barreau permet un confinement de la pompe optimisé et une réduction des effets d'amplifications de l'émission spontanée. Le barreau est pompé transversalement par un total de 12 empilements de diodes lasers à 808 nm délivrant une puissance crête totale de 9 kW. La durée de pompage peut être ajustée de 150 µs à 250 µs et la cadence du pompage peut varier de 1 à 100 Hz. Le module est thermalisé par un groupe de refroidissent par eau. L'amplificateur Nd :YAG réalisé est présenté sur la Figure 1(a). Le gain faible signal a été mesuré pour un faisceau de 3 mm de diamètre de manière à mesurer le gain moyen de la tête. Pour un courant des diodes de 117 A, une durée d'impulsion Tp=195 µs et une cadence de 100Hz, un facteur d'amplification faible signal de 250 a été mesuré correspondant à un gain exponentiel de g_0L = 5,5. La Figure 1(b) présente le gain en fonction de l'énergie de pompage.

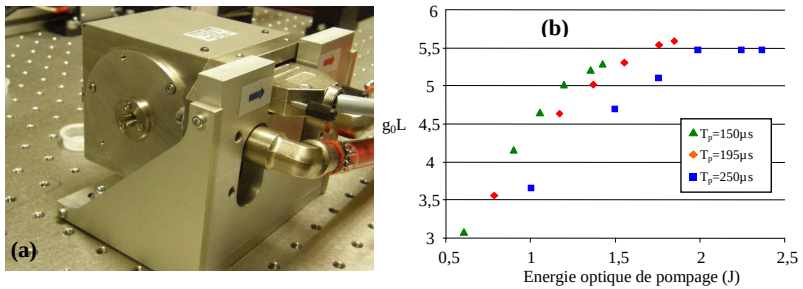


Fig. 1 : Présentation de l'amplificateur Nd :YAG pompé diodes à fort gain (a). Gain exponentiel faible signal g_0L en fonction de l'énergie délivrée par les diodes lasers pour différentes durées d'impulsion de pompage et une cadence de répétition de 100 Hz (b).

3. Dimensionnement d'un futur laser auto-adaptatif

Pour un fonctionnement optimisé d'une cavité auto-adaptative, le gain exponentiel total faible signal des milieux lasers à l'intérieur de la cavité doit être d'au moins 8,5. Pour atteindre un tel gain, deux modules amplificateurs peuvent être utilisés vérifiant les conditions suivantes : $(g_0L)_1 + (g_0L)_2 \gtrsim 8{,}5$ avec $(g_0L)_1 \gtrsim 4{,}5$ et $(g_0L)_1 \geq (g_0L)_2$ où $(g_0L)_1$ est le gain du premier milieu laser dans lequel est inscrit l'hologramme de gain et où $(g_0L)_2$ est le gain du second milieu laser. La tête laser présentée dans le paragraphe précédent vérifie bien la relation $(g_0L)_1 \geq 4{,}5$. En prenant T_p=150µs pour la durée de pompage de la première tête, on trouve que le gain de la deuxième tête doit être de $(g_0L)_1$=3,2. Dans ces conditions, le modèle théorique développé en régime transitoire [3] prévoit une efficacité d'extraction de 40%, ce qui permet d'envisager une énergie par impulsion de sortie du laser auto-adaptatif d'environ 200 mJ. Sachant que les diodes de pompages délivrent 2 J, les performances en terme de rendement seraient tout à fait comparables avec celles d'un laser conventionnel (rendement optique-optique de 10%). Le laser auto-adaptatif offre en outre, l'avantage de délivrer un faisceau monomode longitudinal et d'excellente qualité spatiale. La dimension d'une telle source pourrait atteindre 40 cm sur 20 cm avec une hauteur de 12 cm, soit environ 8 litres pour la partie opto-mécanique.

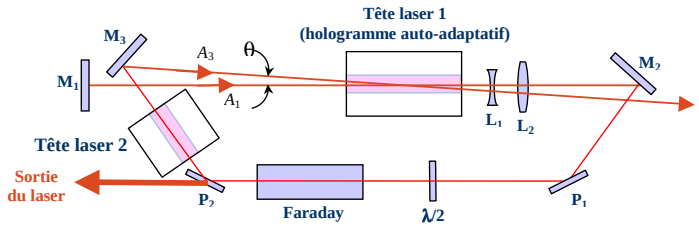


Fig. 2 : Schéma de la cavité auto-adaptative pompée par diodes.

6. Conclusion

Pour conclure, une tête laser pompée diodes à fort gain a été réalisée. Un gain faible signal de g_0L = 5,5 est obtenu correspondant à un facteur d'amplification de 250 en simple passage. Le dimensionnement d'un futur laser auto-adaptatif utilisant ce module et une deuxième tête plus petite est proposé. La théorie prévoit que les performances en terme de rendement sont tout à fait comparables avec celles d'un laser conventionnel avec des avantages supplémentaires tels qu'une excellente qualité de faisceau, un fonctionnement mono-fréquence et un déclenchement automatique. Cette architecture permet donc la suppression de la cellule de Pockels et la suppression du système complexe d'asservissement de l'injection sans perte notoire de rendement.

7. Remerciement

Les auteurs remercient le Centre National d'Etudes Spatiales pour son soutien et en particulier Benoît Faure et Jacques Berthon (CNES).

Références

[1] I.M. Bel'dyugin et al., "Solid-state lasers with self-pumped phase conjugate mirrors in an active medium" *Sov. J. Quantum Electron* **19**, 740-742 (1989).
[2] M. Damzen, R. P. M. Green, and K. S. Syed, "Self-adaptive solid-state laser oscillator formed by dynamic gain-grating holograms, *Opt. Lett.* **20**, 1704-1706 (1995)
[3] P. Sillard, A. Brignon, and J.P. Huignard "Loop resonators with self-pumped phase conjugate mirrors in solid-state saturable amplifiers" *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2049-2058 (1997).
[4] P. Sillard, A. Brignon, J.P. Huignard, J.P. Pocholle, "Self-pumped phase conjugate diode pumped Nd:YAG loop resonator" *Optics Letters* **23**, 1093-1095 (1998).
[5] O.L. Antipov, O.N. Eremeykin, A.V. Ievlev, A.P. Savikin, "Diode pumped Nd :YAG laser with reciprocal dynamic holoraphic cavity" *Optics Express* **12**, 4313-4319 (2004).

Oscillations monomodes simultanées à deux longueurs d'onde dans un résonateur à modes de galerie en Er:ZBLALiP

Lei Xiao[1,2], Stéphane Trébaol[1], Yannick Dumeige[1], Yann G. Boucher[1,3], Zhiping Cai[2], Michel Mortier[4] et Patrice Féron[1,⋆]

1. FOTON-ENSSAT (CNRS - UMR6082) - Université de Rennes 1, 6 rue de Kerampont, B.P.80518, 22305 Lannion CEDEX.
2. Department of Electronic Engineering, Xiamen University, 422 South Siming Road, 361005 Xiamen,Chine.
3. ENIB/RESO (EA 3380), CS 73862, 29238 Brest CEDEX 3.
4. LCAES (CNRS-UMR 7574), ENSCP, 11 rue Pierre et Marie Curie, 75005 Paris.
⋆ feron@enssat.fr

Résumé : Le couplage par deux fibres optiques effilées d'un unique résonateur microsphérique en verre fluoré dopé Erbium permet l'observation simultanée de deux émissions lasers monomodes et indépendantes. Nous étudions les caractéristiques de ces signaux ainsi que le battement résultant.
Mots-clés : laser, microrésonateur, modes de galerie, battement.

1 Introduction

Dans la dernière décennie, les propriétés uniques liées au confinement de la lumière dans des résonateurs à modes de galerie ont ouvert de nouvelles voies de recherche, tant fondamentales qu'appliquées [1, 2]. La plupart des travaux sur les microsphéres actives ont été dédiés à l'obtention d'un effet laser dans divers matériaux, dont les caractéristiques spectrales dépendent tant du choix du dopant (*i.e.* Er^{3+}, Yb^{3+}, Tm^{3+}) que de la matrice hôte (verres : silicate, phosphate, fluoré, tellurite). C'est dans un contexte d'application des résonateurs à modes de galerie que nous présentons ici une nouvelle source à deux émissions laser simultanées, monomodes et de grande pureté spectrale. Nous utilisons comme milieu actif un verre fluoré (ZBLALiP dopé Erbium) [3]. Ce verre, largement étudié [4, 5], est bien adapté à une émission dans la bande spectrale 1530-1570 nm.

2 Expériences et résultats

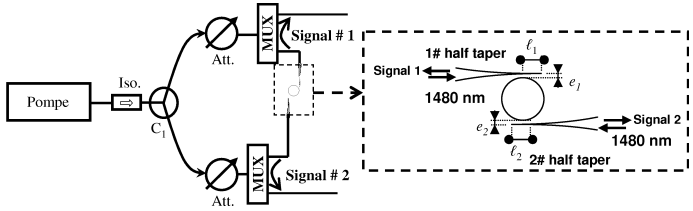


Fig. 1: Dispositif expérimental de la source laser à deux émissions simultanées.

Dans cette expérience nous employons une microsphère de 110 μm de diamètre dopée 0,1 mol% en Erbium. On utilise la transition $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ et la longueur d'onde de pompe 1480 nm. Le résonateur est excité par deux fibres effilées (demi-tapers) qui font également office de coupleurs de sortie [6](Fig.1). Les demi-tapers 1# et 2# sont caractérisés par les longueurs d'étirage $L_{1\#}$=227 μm, $L_{2\#}$=210 μm et un même diamètre final ϕ=2,8 μm. La source étudiée est représentée schématiquement figure 1. Le pompage à 1480 nm est assuré par une diode laser de puissance maximale 175 mW. Un coupleur 50/50 (C_1) permet la séparation de ce signal en deux sources spectralement équivalentes dont les intensités sont ajustées par l'insertion d'atténuateurs variables sur chacune des deux voies. Un multiplexeur/démultiplexeur (MUX) permet l'excitation du résonateur à 1480 nm et l'extraction du signal (fluorescence ou laser) à 1550 nm. Pour l'analyse de ce dernier, chaque voie (signal #i) est séparée en deux par un coupleur 90/10 (non représenté sur la figure). Ces différentes sorties permettent l'acquisition simultanée de l'intensité ($I_{L\#i}$) et de la largeur ($\Gamma_{L\#i}$) de la raie laser, ainsi que le monitoring du spectre issu de la superposition des deux signaux, et la mesure du spectre de battement. Sur chacune des voies, la pompe excite

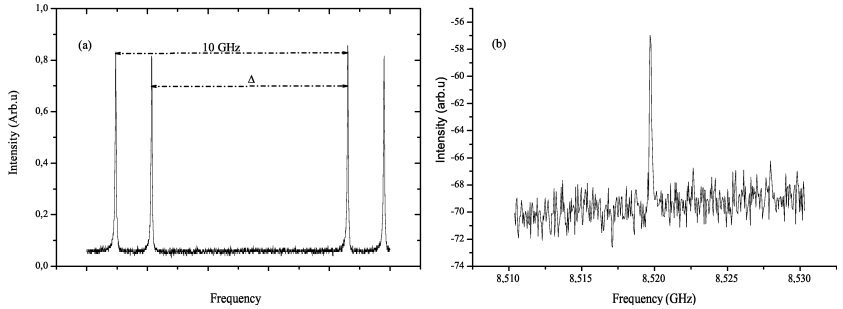


Fig. 2: (a) Spectre de la superposition des deux émissions monomodes simultanées, obtenu à l'aide d'une cavité confocale d'analyse (ISL=10 GHz). (b) Signal de battement associé

de manière différentielle toute une famille de modes dont tous n'atteignent pas la condition de seuil. Il est en général possible d'observer un effet laser sur un seul de ces modes. Le choix du mode se fait par un ajustement délicat des paramètres e_i (distance sphère-coupleur) et ℓ_i (position du coupleur) (insert Fig.1). On notera qu'en termes de couplage d'onde, le couple "désaccord de phase" et "constante de couplage" dépend des paramètres e_i et ℓ_i [6, 7] ainsi que de l'intensité de pompe $I_{p\#i}$ [4]. Ainsi en jouant sur ces trois paramètres, outre sa fonction de sélection, un tel coupleur d'insertion/extraction se révèle être accordable en longueur d'onde et les écarts entre longueurs d'onde émises sur les deux voies peuvent être ajustés de quelques dizaines de nanomètres à quelques GHz. Dans un premier jeu d'expériences, après nous être assurés du caractère monomode des deux émissions, nous avons mesuré les caractéristiques $I_{L\#i} = f(I_{p\#i})$ et $\Gamma_{L\#i} = g(I_{p\#i})$ au passage du seuil d'oscillation. Il est aisé d'obtenir des $\Gamma_{L\#i} \leq 100$ kHz et nous montrons l'indépendance de l'émission sur une voie relativement à la variation de l'intensité de pompe sur l'autre voie. Dans un second jeu d'expériences, nous caractérisons le signal obtenu par superposition des deux signaux #i. La figure 2(a) présente le spectre obtenu à l'aide d'une cavité confocale d'analyse (ISL=10 GHz et résolution de 50 MHz) du signal composite dans le cas où les deux raies sont émises à $\lambda \approx 1541{,}8$ nm avec un écart en fréquence $\Delta < 10$ GHz. L'analyse du spectre de battement montre que nous avons généré, sur porteuse optique, une onde hyperfréquence à $\sim 8{,}52$ GHz et de largeur < 100 kHz.

3 Conclusion et remerciements

Nous avons démontré expérimentalement qu'un même résonateur à modes de galerie permettait l'oscillation simultanée de deux modes laser indépendamment accordables l'un par rapport à l'autre. Ces résultats sont un préliminaire à l'étude de la gamme hyperfréquence accessible, notamment en termes de stabilité, d'accordabilité et de pureté spectrale du signal ainsi généré.

M. Lei Xiao tient à remercier le Chinese Scholar Committee pour le support financier apporté dans le cadre de sa thèse en cotutelle entre l'Université de Xiamen et l'Université de Rennes 1.

Références

[1] A.B. Matsko and V.S. Ilchenko, "Optical Resonators With Whispering-Gallery Modes-Part I: Basics", IEEE J.S.T.Q.E., **12**, pp.3-14 (2006). V.S. Ilchenko and A.B. Matsko, "Optical Resonators With Whispering-Gallery Modes-Part II: Applications", IEEE J.S.T.Q.E., **12**, pp.15-32 (2006).

[2] K. Vahala, Optical microcavities, Advanced Series in Applied Physics Vol.5, World Scientific, 2004.

[3] M. Mortier, P. Goldner, P. Féron, G.M. Stéphan, H. Xu and Z. Cai, "New fluoride glasses for laser applications", J. Non-Cryst. Sol., **326** & **327**, pp. 505-509 (2003).

[4] Z.P. Cai, H.Y. Xu, GM. Stéphan, P. Féron and M. Mortier, "Red-shift in Er:ZBLALiP whispering gallery mode laser", Opt. Com., **229**, pp.311-315 (2004).

[5] D.G. O'Shea, J.M. Ward, B.J. Shortt, M. Mortier, P. Féron and S. Nic Chormaic, "Upconversion channels in Er3+:ZBLALiP fluoride glass microspheres", Eur. Phys. J. Appl. Phys., **40**, pp. 181-188 (2007).

[6] F. Lissillour, D. Messager, G. Stéphan and P. Féron, "Whispering-gallery-mode laser at 1.56 μm excited by a fiber taper", Opt. Lett., **26**, pp. 1051-1053 (2001).

[7] J. C. Knight, G. Cheung, F. Jacques and T. A. Birks, "Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper", Opt. Lett. **22**, pp.1129-1131 (1997).

Fonctionnement laser à basse température de CaF_2:Yb

Bin Xu[1], Patrice Camy[1], Jean-Louis Doualan[1]*,Fréderic Druon[2], Patrick Georges[2] et Richard Moncorgé[1]

1.Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP)
UMR 6637 CEA-CNRS-ENSICaen, Université de Caen, 14050 Caen, France
** jean-louis.doualan@ensicaen.fr*
2.Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Univ. Paris-Sud
Campus Polytechnique, RD 128, 91127 Palaiseau Cedex

Résumé : CaF_2:Yb^{3+} est récemment devenu un matériau étudié pour la réalisation de milieux amplificateurs de très forte puissance. En effet, ce matériau présente de très bonnes performances laser en régime continu comme en régime femtoseconde et il peut être fabriqué en très grande dimension. Le fonctionnement à basse température des amplificateurs des futures chaînes laser de très forte puissance étant une voie étudiée aujourd'hui pour améliorer leur tenue au flux et pour augmenter encore leur efficacité, nous présentons ici les caractéristiques spectroscopiques et les performances laser obtenues avec CaF_2 :Yb^{3+} à la température de l'azote liquide.

Mots-clés : Spectroscopie, laser de puissance, CaF_2 :Yb^{3+}

1. Introduction

Le développement récent des lasers de très fortes puissances avec des intensités crêtes supérieures à 10^{21}W/cm^2 a fait apparaitre le besoin de nouveaux systèmes d'amplification composés généralement d'une source laser femtoseconde suivie d'une chaîne d'amplificateurs utilisant la technique CPA (Chirped pulse Amplification). De ce point de vue les amplificateurs solides utilisant des cristaux ou des verres dopés par l'ion Yb^{3+} sont sans doute aujourd'hui, avec le saphir dopé Ti^{3+}, les systèmes les plus prometteurs. Ils se caractérisent d'abord par un défaut quantique très faible entre longueur d'onde de pompe et longueur d'onde de gain ce qui présente l'avantage de limiter la charge thermique du matériau. L'état excité émetteur $^4F_{5/2}$ ayant une durée de vie longue (qq ms) permet en outre un bon stockage de l'énergie. Par contre le niveau terminal de la transition laser étant un des sous-niveaux Stark du niveau fondamental $^4F_{7/2}$ de l'ion émetteur Yb^{3+}, son peuplement thermique à température ambiante n'est pas négligeable, ce qui en fait un système laser quasi 3-niveaux. Une voie actuellement explorée consiste donc à refroidir le matériau à des températures cryogéniques pour le transformer en système laser à 4-niveaux [1]. Par ailleurs, pour limiter la charge thermique dans les derniers étages de la chaîne d'amplification, il est également nécessaire d'utiliser des milieux de grandes dimensions (qqcm^3). Or, peu de matériaux peuvent être fabriqués dans d'aussi grandes dimensions tout en gardant une excellente qualité optique. On peut fabriquer du YAG:Yb^{3+} sous forme de cristaux ou de céramiques en assez grande dimension, mais sa bande de gain étroite ne permet de l'utiliser que pour des impulsions de type picoseconde. Par contre, on sait à la fois fabriquer CaF_2 en très grande dimension (jusqu'à 80 cm de diamètre !) pour des applications en optique passive et on sait déjà aujourd'hui qu'à température ambiante, CaF_2:Yb^{3+} est un excellent matériau en tant qu'émetteur laser continu, accordable et en impulsions brèves mais aussi pour l'amplification d'impulsions femto de puissances crêtes élevées [2-5]. Nous complétons ici la description de ce système laser en présentant ses propriétés spectroscopiques à basse température ainsi que les performances laser que nous avons récemment obtenues en pompage diode et laser TiSa à la température de l'azote liquide.

2. Propriétés spectroscopiques

Les cristaux de CaF_2 ont été fabriqués par la méthode de Bridgman dans un four radiofréquence. La synthèse se fait en creuset de graphite sous atmosphère d'argon pour éviter toute pollution par l'oxygène. Dans CaF_2 , l'ion Yb^{3+} se place en substitution de l'ion Ca^{2+} ; il y a donc un défaut de charge entre les deux ions. Il a été montré que cette compensation de charge se traduit par la formation d'agrégats d'ions terres rares. Cela entraîne un élargissement des raies d'absorption et d'émission, ce qui est favorable à un pompage par diode ainsi qu'à des fonctionnements laser accordable et en impulsions brèves.

Comme le montrent les spectres présentés sur les figures 1a et 1b, il apparaît une structuration et un affinement des bandes en absorption comme en émission lorsqu'on abaisse la température à 77K. Au pic d'absorption à 980nm la section efficace passe de 0.54 10^{-20} à 1.7 10^{-20} cm^2. Sa largeur à mi hauteur se réduit à environ 3nm. Elle permet encore un bon recouvrement avec l'émission des diodes laser tout en ayant amélioré l'absorption d'un facteur trois. En émission dans le domaine autour de 1030 nm, la section efficace double de valeur et la bande reste remarquablement large pour cette température.

3. Résultats laser

Les études laser ont été réalisées dans une cavité à bras replié (fig.2). L'injection du faisceau laser de pompe se fait à travers le miroir de repli de la cavité. Le cristal de CaF_2:Yb^{3+} dopé à 5%Yb a été monté dans un cryostat fonctionnant à la température de l'azote liquide.

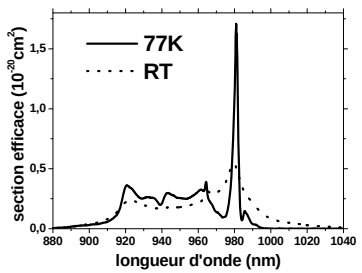


Fig. 1a : Spectre d'absorption de CaF2 : Yb dopé 5%

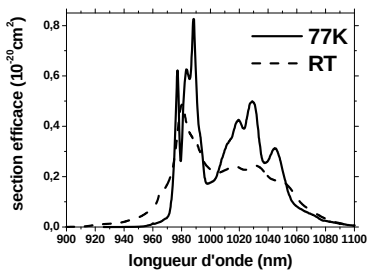


Fig. 1b : Spectre d'émission de CaF2 : Yb dopé 5%

La première série de mesure a été faite avec un laser TiSa en pompant à 920nm. L'effet le plus notable concerne le seuil laser. En utilisant un miroir de sortie avec une transmission de 5%, le seuil passe en effet de 92mW à 33mW entre la température ambiante et 77K, ce qui s'explique principalement par le passage d'un régime laser quasi 3-niveaux à un régime laser 4-niveaux. Les rendements se trouvent également nettement améliorés et passent de 43.1% à 63% en puissance incidente pour un miroir de 18.5% de transmission. Les études en pompage par diode laser ont été faites avec une diode laser fibrée de 22W émettant à 979nm. La collimation du faisceau de pompe puis la focalisation sur le cristal sont réalisées avec des doublets de focales 50mm et 75mm respectivement. Avec un miroir de sortie de 10% de transmission, un rendement de 64% a été obtenu à basse température (fig.3). Le seuil laser est inférieur à 1W. Avec un miroir de 18.5% de transmission une puissance de 12W a pu être obtenue pour 20W de pompe incidente.

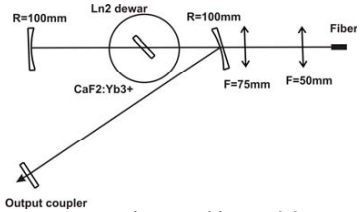


Fig. 2 : Représentation schématique du laser

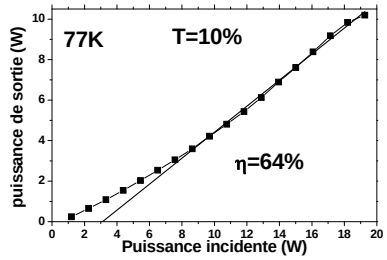


Fig.3 : Courbe de rendement en pompage diode laser

4. Conclusion

L'avantage d'utiliser CaF_2:Yb^{3+} à basse température en pompage par diode est clairement démontré. Ajouté à une amélioration probable des caractéristiques thermo-mécaniques du matériau et à la possibilité de le fabriquer en grande dimension, un tel résultat ouvre maintenant la voie à la fabrication d'amplificateurs tout-solide pour la production d'impulsions brèves de très fortes puissances crêtes.

5. Remerciements :

Les auteurs remercient A. Benayad et V. Ménard pour la fabrication et le polissage des cristaux.

Références

[1] T.Y.Fan, D.J.Ripin, R.L.Aggarwal, J.R.Ochoa, B.Chann, M.Tilleman, and J.Spitzberg, **"**Yb^{3+} doped solid state lasers" *IEEE J.S.T.* **13**, 448-459 (2007).
[2] A. Lucca, M. Jacquemet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, P. Camy, J.L. Doualan, R. Moncorgé, "High power tunable diode-pumped Yb^{3+}:CaF_2 laser" *Opt. Lett.* **29**, 1879-1881(2004)
[3] A. Lucca, G. Debourg, M. Jacquemet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, P. Camy, J.L. Doualan, R. Moncorgé, "High power diode-pumped Yb^{3+}:CaF_2 femtosecond laser" *Opt. Lett.* **29**, 2767-2770(2004)
[4] M. Siebold, M. Hornung, S. Bock, J. Hein, M.C. Kaluza, J. Wemans and R. Uecker, "Broad-band regenerative laser amplification in ytterbium-doped calcium fluoride (Yb:CaF_2)" *Appl. Phys.* B **39**,543-547 (2007)
[5] M. Siebold et al, "Terawatt diode-pumped Yb:CaF_2 laser" *Opt. Lett.* **33,** 2770-2772 (2008)

Tolérance à la rétroaction optique des lasers InAs/InP à bâtonnets quantiques – analyse du seuil de stabilité à partir d'une méthode perturbative

Q. Zou [a], S. Azouigui [b, a], et A. Ramdane [b, a]

[a] *Département Electronique et Physique, Télécom & Management SudParis, Institut Télécom*
Laboratoire SAMOVAR, UMR 5157, CNRS, 9 rue Charles Fourier, 91011 Evry cedex, France
tél: (33)(0)1.60.76.46.37, fax: (33)(0)1.60.76.42.84, e-mail: qin.zou@it-sudparis.eu
[b] *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, UPR 20, CNRS*
Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

Résumé: Nous démontrons qu'une méthode perturbative, s'appuyant sur la théorie des bifurcations ainsi que sur un modèle obtenu à partir d'une fonction de transfert, permet une bonne interprétation des résultats obtenus récemment sur les lasers InAs/InP à bâtonnets quantiques soumis à la rétroaction optique.
Mots-Clés: lasers InAs/InP, bâtonnets quantiques, rétroaction optique, méthode perturbative.

1. Introduction

Le confinement tridimensionnel des porteurs dans des nanostructures semi-conductrices permet théoriquement de réaliser des lasers à base de boîtes ou bâtonnets quantiques très robustes à la rétroaction optique. Après avoir démontré expérimentalement le potentiel des lasers InAs/InP à bâtonnets quantiques pour des modules d'émission à 1,55 µm sans isolateur optique [1], nous avons élaboré un modèle analytique basé sur la théorie des bifurcations [2] en vue d'une première interprétation des résultats obtenus. Considérons une cavité externe de type Fabry-Pérot (Figure 1).

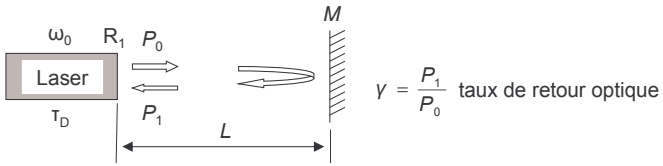


Figure 1. Schéma de principe du système étudié. ω_0 et P_0: fréquence d'émission et puissance optique émise du laser solitaire, avec R_1: facteur de réflexion à sa facette; τ_D: temps d'aller-retour dans la cavité interne; P_1: puissance optique réinjectée; M: miroir externe; L: longueur de la cavité externe. La rétroaction optique est quantifiée par le taux de retour optique γ, défini comme le rapport entre P_1 et P_0.

L'effet de la rétroaction optique sur le comportement du laser solitaire (i.e. sans rétroaction optique) est quantifié par le taux de retour optique γ. Le développement de l'expression de ce taux a nécessité trois étapes principales: (1) l'utilisation des équations sans dimension de Lang et Kobayashi [3, 2]; (2) la linéarisation de celles-ci (hypothèse de faibles perturbations) et (3) la résolution du système d'équations obtenu sous forme d'une matrice jacobienne. La tolérance à la rétroaction optique d'un laser est souvent évaluée par le seuil d'effondrement de la cohérence, c'est-à-dire le taux de retour optique critique γ_c, à partir duquel le système laser entre dans un régime incohérent. Afin d'obtenir la formule de γ_c, nous faisons appel à la théorie des bifurcations, selon laquelle le seuil de stabilité doit correspondre à la première bifurcation de Hopf [2]. Il a été montré par ailleurs que ce même seuil est lié à un pôle (ou une singularité) pour l'amplitude d'une fonction de transfert obtenue en utilisant des approximations en cascade [4]. En tenant compte de ces deux éléments, nous parvenons à l'expression de γ_c:

$$\gamma_c = \frac{R_1 \tau_D^2}{4 T_1^2 \left(1+\alpha_H^2\right)} \left[1 + 2 G_N T_1 \Gamma_0^{-1} \left(I - I_{th}\right) + G_N^2 T_1^2 \Gamma_0^{-2} \left(I - I_{th}\right)^2\right] \qquad (1\text{-}1)$$

où T_1 est la durée de vie des électrons; α_H est le facteur de Henry; G_N est le gain différentiel; Γ_0 est la durée de vie inverse des photons; I et I_{th} sont respectivement le courant d'injection et son seuil.

2. Discussion

L'équation (1-1) permet de dégager quelques propriétés de γ_c: (1) γ_c augmente avec le courant d'injection I (et donc avec la puissance émise); (2) γ_c dépend du gain différentiel G_N et ainsi du facteur d'amortissement Γ_R; (3) γ_c est inversement proportionnel au facteur de Henry α_H. La figure 2 représente la courbe expérimentale de $\gamma_c = f(I\text{-}I_{th})$ obtenue à partir de lasers à bâtonnets quantiques émettant dans la fenêtre 1,55 µm [1]. On vérifie que γ_c augmente avec le courant, comme prédit par l'équation (1-1) et plus précisément que γ_c est une fonction linéaire de $I\text{-}I_{th}$. Le terme en $I\text{-}I_{th}$ de l'équation (1-1) est donc prépondérant. La figure 3 représente la caractéristique $\partial\gamma_c/\partial I$ (pente des droites de la figure 2) en fonction du gain différentiel G_N et démontre une dépendance parabolique de $\partial\gamma_c/\partial I$ en G_N. On a pourtant dans l'équation (1-1) un facteur G_N *plutôt que* $(G_N)^2$ devant le terme en $I\text{-}I_{th}$. Cependant il faut se rappeler que le facteur de Henry α_H est aussi fonction (inverse) de G_N. Ces résultats supposent alors une dépendance en $(G_N)^{-1/2}$ de α_H.

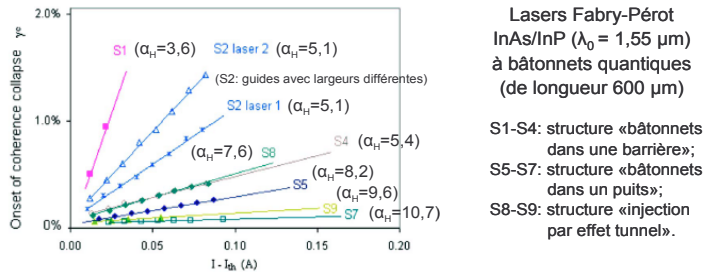


Figure 2. Courbes expérimentales de $\gamma_c = f(I\text{-}I_{th})$ [1]. Ces résultats sont en bon accord avec l'équation (1-1), selon laquelle γ_c ne dépend pas seulement du facteur de Henry (exemple: structures S4 et S8). En ce qui concerne la structure S2, le mode de propagation est mieux confiné optiquement pour le laser 2 que pour le laser 1. Parmi toutes ces structures, la structure la plus résistante à la rétroaction optique est la structure S1, puisqu'elle a à la fois une valeur faible du facteur de Henry ($\alpha_H = 3{,}6$, [1]) et un fort gain différentiel ($G_N \cdot \eta_i = 1{,}4\times10^{-4}$ m^{-1}, [1]).

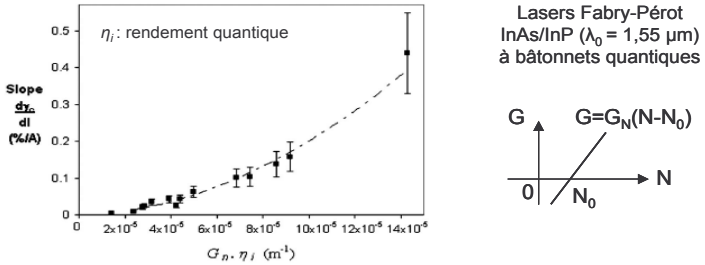


Figure 3. Evolution expérimentale de la dérivée $\partial\gamma_c/\partial I = f(G_N)$ [1]. Nous trouvons une forme «parabolique». Nous pouvons vérifier également le passage à zéro de cette courbe.

3. Conclusion

Le modèle présenté se montre bien adapté à la caractérisation de lasers soumis à la rétroaction optique en régime d'effondrement de la cohérence. La même démarche reste applicable à la modélisation d'autres phénomènes, tels que la résonance de la cavité externe (LFF: low-frequency fluctuations) et la variation de la largeur spectrale d'un mode externe.

Bibliographie

[1] S. Azouigui et al., Applied Physics Letters, 92, 201106, 2008.
[2] T. Erneux, Private communication, 2008.
[3] R. Lang and K. Kobayashi, IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-16, No.3, 347-355, 1980.
[4] J. Helms and K. Petermann, IEEE Journal of Quantum Electronics, 26, No.5, 833-836, 1990.

Télémétrie laser à deux modes : vers des mesures de haute exactitude des distances kilométriques

Clément Courde[(1)], Michel Lintz[(1)], Alain Brillet[(1)]
[(1)]Laboratoire ARTEMIS, UMR 6162, CNRS, Observatoire de la Côte d'AZUR
Boulevard de l'Observatoire, 06304 NICE cedex 04, France
michel.lintz@oca.eu

Résumé : Nous présentons un télémètre dédié à la mesure de distance absolue comprise entre le mètre et le kilomètre avec une précision submicronique. La distance est déduite de la mesure de fréquence d'une onde synthétique que nous ajustons en permanence de manière à maintenir un déphasage constant. L'avantage de cette technique est d'éliminer les erreurs cycliques associées aux mesures de phase et de ne pas nécessiter la stabilisation de la longueur d'onde laser. Des résultats prometteurs laissent entrevoir une résolution de la centaine de nanomètres.
Mots-clés : mesure de distances, métrologie, aiguillage de polarisation, asservissement en phase

1. Introduction

Nous présentons un télémètre basé sur un faisceau laser modulé en amplitude à haute fréquence (HF). L'information de distance est extraite de la phase du faisceau renvoyé par la cible. Dans la mise en œuvre proposée, l'erreur cyclique associée à une diaphonie HF est supprimée. Le télémètre est dédié à la mesure absolue de distances comprises entre le mètre et le kilomètre, avec une précision submicronique, notamment pour les missions spatiales de vols en formation.

2. Principe

Les faisceaux de deux lasers monofréquence sont recombinés et verrouillés en phase de façon à obtenir un battement entre 10 et 20 GHz. Le faisceau ainsi modulé est envoyé, simultanément, sur une voie de référence, courte et stable, et sur la voie de mesure, dont il faut mesurer la longueur. La phase de propagation sur la voie de référence ($\Phi_0 = 2\pi.F.2L_0/c$ où F est la fréquence de modulation, c la vitesse de la lumière, $2L_0$ la longueur de la voie de référence) est comparée à la phase sur la voie de mesure ($\Phi = 2\pi.F.2L/c$ où 2L est la longueur de la voie de mesure). La différence de phase Φ-Φ_0 est maintenue à zéro par contrôle de la fréquence de modulation F. On mesure alors la fréquence F, ce qui permet d'écrire $2\Delta L=2L-2L_0= Kc/F$. La valeur de l'entier K est obtenue [1,2] en mesurant également la fréquence F' telle que $2\Delta L= (K+1)c/F'$. Alors $K=F/(F'-F)$ et on peut utiliser la valeur de l'entier K pour obtenir la distance ΔL avec une précision qui n'est limitée, dans le principe, que par le bruit de photons des faisceaux détectés et la précision de la mesure de fréquence.

3. Mise en œuvre

La limitation inhérente aux mesures de phase étant les erreurs cycliques (dues à des pollutions par un signal synchrone, ou à des non-linéarités), il est nécessaire que le schéma expérimental retenu supprime ces erreurs au niveau (<<1µm) visé. Pour cela les rôles des deux voies (mesure, référence) sont inversés, vis-à-vis des deux voies de détection, à une cadence de l'ordre du kHz, et la sortie du phasemètre est analysé par une détection synchrone. Nous montrerons que cela permet de supprimer efficacement les erreurs cycliques.
Deux lasers infrarouges monofréquence sont combinés grâce à un coupleur fibré (Cf. figure 1). La séparation du faisceau en deux voies (référence et mesure) est obtenue par un cube séparateur de polarisation (PBS), de même que leur superposition au retour des deux cibles. Ce faisceau commun est alors analysé par un séparateur de polarisation fibré précédé d'un contrôleur de polarisation (CdP) dont la commande d'inversion constitue la référence de la détection synchrone. A l'aide de mélangeurs, on convertit les signaux HF détectés par les photodiodes (10 à 20 GHz) en signaux radio fréquence (RF) à 20 MHz que nous pouvons alors comparer avec un phasemètre à OU exclusif. Le signal de phase est analysé à la cadence d'inversion du CdP par la détection synchrone, dont la sortie constitue le signal d'erreur de la boucle qui maintient à zéro le déphasage entre les deux voies par contrôle de la fréquence de battement des deux lasers.

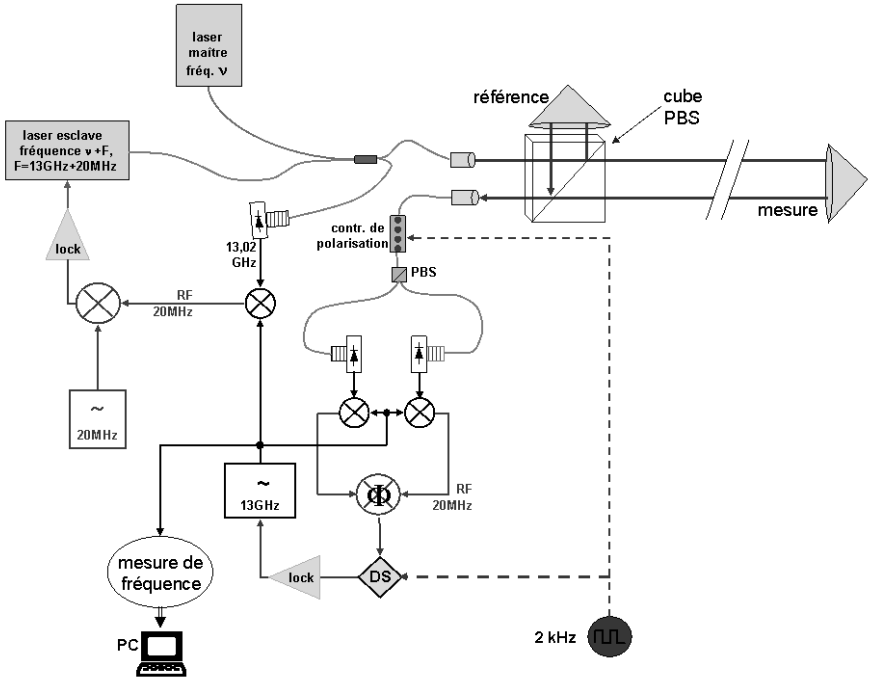


Figure 1 : Schéma du montage. PBS: séparateur de polarisation. DS: détection synchrone. Φ: phase mètre analogique.
Lock: électroniques d'asservissement. Le générateur à 13 GHz est accordable par tension. Le générateur à 20MHz est fixe

Une des limitations du montage tient à un couplage amplitude-phase dans le phasemètre à OU exclusif. Il impose de maîtriser (asservir) les intensités respectives des faisceaux de mesure et référence. Une autre limitation du montage tient à une interférence optique liée à la réflexion sur les photodiodes de détection télémétrique.

4. Conclusion

Lorsque ces deux problèmes seront maîtrisés nous pensons parvenir à une résolution très en dessous du micron, avec un dispositif qui, comparé à d'autres télémètres dédiés à la mesure de distances longues [3], ne requiert aucune stabilisation de la longueur d'onde du laser maître.
Nous présenterons les résultats obtenus pour la stabilité de la mesure télémétrique, actuellement au niveau de quelques centaines de nm. Nous présenterons également l'influence des différents effets systématiques identifiés, et les moyens permettant de les réduire.

5. Remerciements

Nous souhaitons remercier le CNES, THALES et la région PACA pour leur soutien financier.

Références

[1] J. M. RUEGER, "Electronic distance measurement", Springer Verlag, Berlin (1990)
[2] J. YE, "Absolute measurement of a long, arbitrary distance to less than an optical fringe" Opt. Lett. 29 , pp 1153-1155 (2004)
[3] N. SCHUHLER, Y. SALVADE, S. LEVEQUE, R. DANDLIKER R. HOLZWARTH, "Frequency-comb-referenced two-wavelength source for absolute distance measurement", Opt. Lett. Vol. 31, pp 3101-3103 (2006)

Spectroscopie par Amplification Résonante d'Absorption avec un laser à Blocage de Modes

Daniele Romanini*, Guillaume Méjean, Irène Courtillot-Ventrillard, Samir Kassi
Laboratoire de Spectrométrie Physique / CNRS UMR5588, Université J. Fourier de Grenoble, France
** daniel.romanini@ujf-grenoble.fr*

Résumé : Depuis 2001 nous développons la spectroscopie d'absorption ultrasensible couplant un laser à blocage de mode avec une cavité de haute finesse. Nous avons montré la robustesse et versatilité de la méthode en l'appliquant à la mesure de radicaux et ions dans une décharge et à la spectroscopie de transitions interdites dans la gamme proche-UV. La disponibilité récente de lasers femtosecondes compactes et largement accordables nous permet la réalisation d'un spectromètre UV transportable pour la mesure quantitative rapide de radicaux (IO, BrO…) catalyseurs de la photochimie atmosphérique, pour lesquels nous avons montré une limite de détection pptv. L'instrument sera déployé en Antarctique en 2011.
Mots-clés : Analyses de gaz trace, spectroscopie d'absorption, laser à blocage de mode, modelocked laser, cavity enhanced, cavity ring-down.

Plusieurs applications récentes exploitent la courte durée et la grande puissance crête des impulsions laser femtosecondes (imagerie à deux photons…). Une autre propriété de ces sources est de générer un peigne de fréquences dont l'uniformité parfaite a permis de révolutionner la métrologie fréquentielle. Une application plus modeste est d'exploiter ce peigne pour la spectroscopie d'absorption dans une cavité optique de haute finesse. La méthode de spectroscopie « *cavity enhanced* » que nous avons développée permet des mesures d'absorptions ultrasensibles dans le proche UV. Nous démarrons un projet pour l'analyse de traces de molécules atmosphériques réactives dans cette gamme spectrale.

Les cavités de haute finesse (CHF) ont déjà prouvé leur performance quant à la spectroscopie d'absorption avec des chemins effectifs proportionnels à la finesse de la cavité, avec une dynamique de mesures pouvant excéder 4 décades. Deux schémas de détection complémentaires sont bien connus : « *Cavity Ring-Down » et « Cavity Enhanced Absorption Spectroscopy »* (CRDS et CEAS). Cependant, selon le type de source laser utilisé, la méthode d'injection de lumière dans la cavité doit être adaptée. Bien évidemment, les cavités de haute finesse se comportent très différemment des cellules multi-passages utilisées pour obtenir de longs chemins d'absorption. Dans une cavité haute finesse, on ne peut injecter de la lumière de manière efficace que pour des fréquences optiques uniformément espacées correspondant aux modes de résonnances étroits de la cavité. En contre partie, des chemins d'absorptions obtenus sont plus longs et les volumes de gaz nécessaires sont plus faibles que pour les cellules multi-passages.

Nous allons nous concentrer maintenant sur le problème particulier de l'injection d'un laser à blocage de mode, spectralement large dans une cavité. Ce type de source émet un peigne de fréquence : des pics étroits très régulièrement espacés sur une enveloppe spectrale large de quelques nanomètres. Il suffit alors d'ajuster le peigne de transmission de la cavité, en jouant finement sur sa longueur, pour le faire correspondre au peigne de mode du laser, afin d'obtenir des mesures de transmission par CEAS très performantes. Le spectre du laser à la sortie de la cavité est alors entièrement transmis et résonnant. Les raies d'absorption des molécules présentes à l'intérieur de la cavité apparaissent superposées à cet enveloppe et peuvent être observées même à haute résolution à l'aide d'un spectromètre équipé d'une barrette CCD.

Nous présenterons le principe de la Mode Locked Cavity Enhanced Spectroscopy (ML-CEAS) et démontrerons la simplicité et la robustesse de la technique sur trois exemples :

- la spectroscopie d'une très faible transition vibrationnelle dans le domaine spectral du bleu à haute résolution [1]
- la mesure des densités des espèces ioniques et métastables dans un plasma à faible pression [2]
- la mesure du radical atmosphérique IO (cf. Fig 1) [3] à des concentrations suffisamment basses pour des mesures *in situ*.

L'amélioration de l'accordabilité du laser Ti : Sa, de sa robustesse et de sa compacité permet aujourd'hui de construire un instrument transportable, versatile et très performant. Nous projetons donc, en 2011, de mesurer en Antarctique sur la station de Dumont D'Urville, en collaboration avec le Laboratoire de Géophysique et de Glaciologie pour l'Environnement, avec le même appareil toute une série d'espèces réactives d'intérêts atmosphériques qui présentent des raies d'absorption dans le visible UV à des niveaux de détection allant du ppb au ppt selon les espèces (NO_2, O_3, H_2CO, BrO, IO, OBrO, OClO, HONO…).

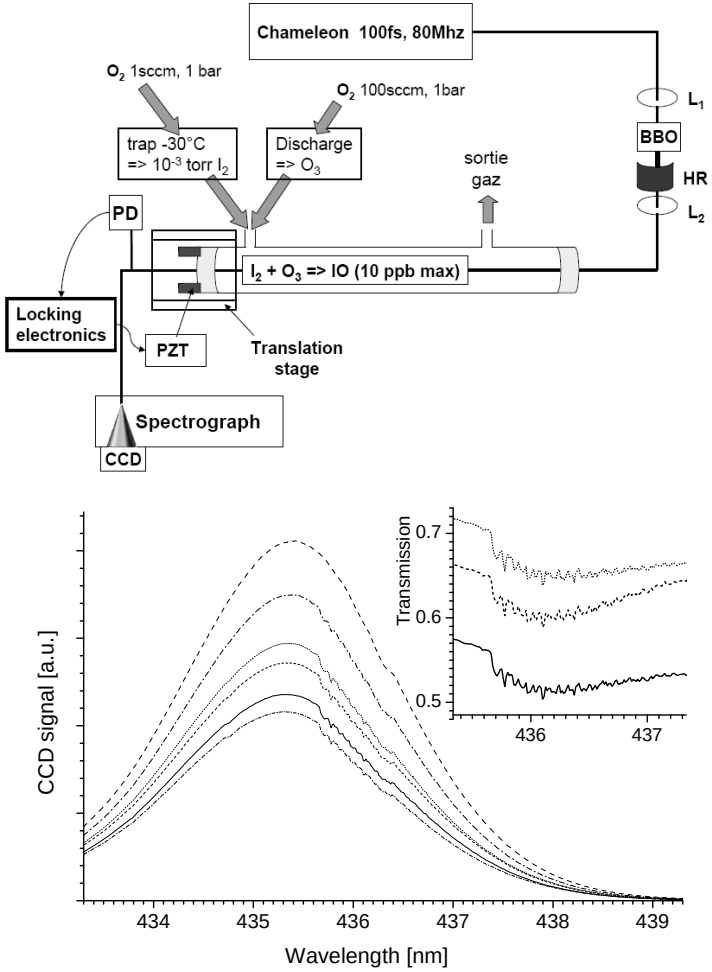


Fig.1 : En haut : montage expérimental pour ML-CEAS avec un oscillateur femtoseconde doublé en fréquence. Le système d'injection de I_2 très dilué (piège froide) et d'ozone sur deux voies séparés permet la génération de radicaux IO dans le volume de la cavité haute finesse. En bas : spectres successifs (intensité décroissant dans le temps) pris toutes les 10 secondes après le démarrage de la décharge produisant l'ozone. La structure d'absorption (vue en transmission dans l'insert) est due au radical IO. De cette mesure, on déduit une concentration de IO de 230 pptv. Le rapport signal sur bruit est de 200, ce qui conduit à une limite de détection autour de 1 pptv.

[1] T. Gherman, S. Kassi, A. Campargue, and D. Romanini, "Overtone spectroscopy in the blue region by Cavity Enhanced Broad-Band Absorption Spectroscopy with a mode locked femtosecond laser: application to acetylene", *Chemical Physics Letters* **383,** 353-358 (2004)

[2] T. Gherman, E. Eslami, D. Romanini, S. Kassi, J.-C Vial, and N. Sadeghi, "High sensitivity Broad-band Mode-locked Cavity-Enhanced Absorption Spectroscopy: measurement of Ar*($^3P_2$) atoms and N_2^+ ions densities", *J. Phys. D: Appl. Phys* **37**, 2408-2415, (2004)

[3] G. Méjean, S. Kassi and D. Romanini, "Measurement of reactive atmospheric species by ultraviolet cavity-enhanced spectroscopy with a mode locked laser", *Optics letters* **33**, 1231-1233 (2008)

Imagerie terahertz : Super-résolution 2D et reconstruction 3D d'objets en volume

A. Younus[a], C. Aguerre[b], E. Abraham[a], P. Desbarats[b], P. Mounaix[a]
a. Centre de Physique Moléculaire Optique et Hertzienne, UMR 5798, Université Bordeaux 1
b Laboratoire Bordelais de Recherche en Informatique, UMR 5800, Université Bordeaux 1
351 Cours de la Libération, 33405 Talence Cedex, France
p.mounaix@cpmoh.u-bordeaux1.fr

Résumé : En combinant un jeu d'images terahertz basse résolution, nous montrons qu'il est possible d'obtenir une image terahertz finale de meilleure résolution en utilisant un algorithme de super-résolution 2D. Pour des objets en volume, une procédure de reconstruction 3D est utilisée pour former des images terahertz tridimensionnelles.

Mots-clés : Spectro imagerie , terahertz, super résolution , tomographie THz

1. Introduction

L'utilisation de l'imagerie terahertz permet d'étudier des matériaux autrement opaques au rayonnement visible. Les images obtenues présentent généralement un fort contraste et un bon rapport signal à bruit mais souffrent par contre d'un manque de résolution transverse du fait des longueurs d'onde utilisées (de l'ordre de 0.2 mm jusqu'à plusieurs mm). Il apparait donc nécessaire de trouver des moyens techniques pour améliorer notablement cette résolution. Pour cela, nous avons utilisé la technique de super-résolution 2D qui permet, à partir d'un jeu de plusieurs images basses résolutions, d'obtenir une image finale de résolution améliorée.

Concernant l'étude d'objets volumiques, nous utilisons une technique de reconstruction tomographique qui permet de restituer un objet dans un espace de dimension n à partir d'un ensemble de projections de dimension n-1. En fait, les images sont des projections d'une image radiante qui sont ensuite traitées à l'aide d'une famille de transformées (les transformées de Radon) pour former une image 2D [1-3] ou un volume 3D [4].

2.Résultats

Le système d'imageur est composé d'une source THz (impulsionnelle ou continue), d'un dispositif de balayage sur lequel est fixé l'échantillon (platine de translation suivant les axes X, Y et éventuellement Z), d'un détecteur THz (adapté aux caractéristiques de la source utilisée), d'un dispositif de récupération des données (pilotage de l'expérience par Labview) et d'un dispositif de traitement et d'analyse des données (logiciel développé par le LaBRI et le CPMOH). Sur le plan pratique, deux géométries peuvent être retenues en fonction de la nature de l'objet étudié : imagerie en transmission ou en réflexion. Dans une première version du dispositif d'imagerie THz 3D, le détecteur est du type mono-élément et les différentes informations sur l'objet sont obtenues par le traitement des données complètes résultantes du balayage du faisceau THz sur l'objet. Dans une version future du dispositif, le système gagnerait en rapidité en utilisant des détecteurs linéaires puis matriciels, nécessitant des balayages simplifiés.

L'algorithme de super- résolution 2D a été testé sur des images terahertz obtenues en transmission à l'aide d'un spectro-imageur terahertz. En illustration, nos présentons les résultats obtenus avec une mire de calibration avec laquelle 4 images terahertz sont enregistrées avec 2 décalages horizontaux et 2 décalages verticaux. Ces images sont dites « basse résolution ». La figure 1a montre une de ses quatre images. On constate que la mire n'est pas bien résolue. En appliquant l'algorithme de super-résolution 2D, on reconstruit une nouvelle image terahertz, dite « haute résolution », où la résolution transversale apparait nettement améliorée (figure 1b).

Pour l'imagerie terahertz tridimensionnelle, le système imageur est composé d'une source terahertz, d'un dispositif de balayage sur lequel est fixé l'échantillon et d'un détecteur THz. L'acquisition consiste à réaliser un balayage précis et automatisé permettant la segmentation de l'objet dans son volume. Pour ce faire, nous utilisons deux platines de translation et une platine de rotation. Pour le traitement et l'analyse des données, il faut prendre en compte le chemin « optique » suivi par l'onde à travers l'échantillon pour pouvoir efficacement extraire l'information de transmission et donc de contraste. Ainsi, pour obtenir une coupe 2D d'un objet, on utilise un ensemble de profils 1D de l'objet vu sous différents angles. Chaque profil est constitué d'un ensemble de points de mesure qui donnent la valeur de transmittance de l'objet le long de l'axe de propagation de l'onde terahertz. L'ensemble des valeurs ainsi obtenues est enregistré dans un sinogramme. L'acquisition des données du sinogramme et la reconstruction des images finales s'appuient sur une transformée de Radon.

Le balayage de l'objet par le rayonnement THz ne suffit pas pour permettre de reconstruire une image en volume de celui-ci. En effet, dans un objet en volume, l'onde interagit nécessairement sur toute une section de l'objet. Ce volume traversé influe sur la transmission de l'onde. Il est donc indispensable de connaître le chemin « optique » suivi par l'onde à travers l'échantillon pour pouvoir efficacement extraire l'information de transmission (contraste).

Pour valider cette démarche, nous l'avons testée avec quelques objets 3D très simples. Sur la figure 2, l'objet d'intérêt est constitué de trois fils de cuivre répartis dans l'espace (figure 2a). Le but de l'expérience est de localiser la position de ces fils. Nous présentons ici les résultats obtenus sur une seule coupe 2D. La figure 2b montre le sinogramme correspondant à une coupe horizontale et la figure 2c la reconstruction finale de l'image terahertz qui permet de localiser sans ambigüité la position des trois fils. Bien entendu, un balayage supplémentaire vertical serait nécessaire pour obtenir une image finale en 3D de l'objet.

Conclusion

Nous avons mis en place et démontré le potentiel très large apporté par la technique d'imagerie THz avec un très grand nombre de combinaisons expérimentales différentes. Les nombreux exemples de visualisation d'objets ont permis de souligner les complémentarités entre les images d'absorption et les images de phase et d'épaisseur. Ces images ont été obtenues sur une très large bande de fréquences (0.1 à 2 THz).

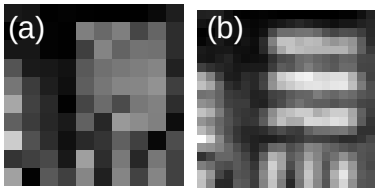


Fig. 1 : Illustration de la super-résolution 2D. (a) Image terahertz basse résolution. (b) Image terahertz haute résolution.

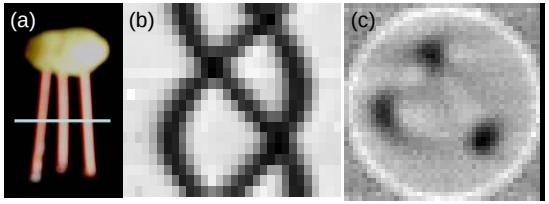


Fig. 2 : Illustration de la reconstruction tomographique terahertz. (a) objet composé de trois fils métalliques, (b) sinogramme d'une coupe horizontale, (c) reconstruction de la coupe terahertz correspondante.

REFERENCES

[1] A.Younus, P. Desbarats, S. Bosio, E. Abraham, J.C. Delagnes, P. Mounaix, "Terahertz dielectric characterization of photopolymer resin used for the fabrication of 3D THz imaging phantoms", Electronics Letters 2009,
[2] E. Abraham, A. Younus, A. El Fatimy, J.C. Delagnes, E. Nguéma, P. Mounaix, "Broadband terahertz imaging of documents written with lead Pencils", *Optics Communications, Volume 282, Issue 15, Pages 3104-3107 1 August 2009*,
[3] A. El Fatimy, J.C. Delagnes, A. Younus, E. Nguema, F. Teppe, W. Knap, E. Abraham, P. Mounaix, "Plasma wave field effect transistor as a resonant detector for 1 terahertz imaging applications", Opt. Commun. 2009, *Optics Communications, Volume 282, Issue 15, Pages 3055-3058, 1 August 2009*,
[4] B. Ferguson et al., "T ray computed tomography", Optics Letters, 27(15) 1312-1314 (2002).

Dispersion modale contrôlée par segmentation d'indice dans un guide d'onde

Pierre Aschiéri[1,⋆], Valérie Doya,[1] et Antonio Picozzi[2]

1. Université de Nice Sophia-Antipolis, LPMC UMR 6622
2. Université de Bourgogne, Institut Carnot UMR 5209
⋆ aschieri@unice.fr

Résumé : Nous étudions le cas d'un guide d'onde optique très multimode dont l'indice optique est segmenté dans la direction de propagation. L'analyse ondulatoire du système révèle un comportement singulier de la dispersion modale qui peut être contrôlée par les conditions d'injection de la lumière dans le guide.
Mots-clés : dispersion modale, chaos, représentation de Husimi, guide d'onde

1 Introduction

La segmentation de l'indice d'un guide s'est avérée utile pour réaliser des fonctions optiques difficilement accessibles technologiquement comme l'adaptation modale par exemple [1]. Cependant, la segmentation d'indice d'un guide associée à un profil d'indice transverse particulier est aussi un support potentiellement intéressant pour la dynamique nonlinéaire. Une étude des guides d'ondes optiques segmentés basée sur une approche géométrique a mis en évidence des singularités sur le comportement des trajectoires des rayons dans ce type de structure [2]. Les sections de Poincaré ont montré que la dynamique des rayons pouvait être régulière ou chaotique et ont révélé, en particulier, la présence de résonances constituant des îlots de stabilité pour les trajectoires. Nous poursuivons ici cette étude en présentant une approche ondulatoire de la propagation de la lumière dans des guides segmentés.

Les types de guide que nous considérons sont des guides réalisés par la technique d'échange protonique doux [3]. Ces guides ainsi fabriqués présentent un profil transverse d'indice gaussien qui s'avère particulièrement intéressant au niveau de la dynamique des rayons.

2 Approche ondulatoire

L'approximation géométrique est pertinente lorsque les dimensions du guide sont grandes vis à vis de la longueur d'onde et par conséquent, les guides utilisés ici sont très multimodes, typiquement plus de 100 modes. La transposition des sections de Poincaré au domaine ondulatoire se fait en utilisant la distribution de Husimi [4]. La distribution de Husimi est définie comme le produit scalaire du champ ψ associé aux modes du guide avec un paquet d'onde gaussien de largeur σ et de vecteur d'onde k : elle permet d'identifier la présence du champ ψ à la position (x,k) dans l'espace des phases. L'injection de la lumière dans la structure est réalisée par l'intermédiaire d'un faisceau gaussien incident dont la taille et la direction d'incidence sont ajustables. Le suivi du comportement du faisceau gaussien se fait en observant sa propagation dans le guide et aussi grâce à la représentation de Hussimi correspondante. Lorsque l'excitation est quelconque, la gaussienne incidente se disperse rapidement sur différents modes de la structure comme le montre la Fig. 1 (a) qui représente la propagation le long du guide. La distribution de Husimi correspondante représentée sur la Fig. 1 (b) se construit sur un anneau ce qui signifie que lorsque qu'un grand nombre de vecteurs d'ondes sont sélectionnés, plusieurs modes sont alors excités. Le champ n'est pas localisé spatialement, il est présent dans presque toute la largeur du guide. Cette forme en anneau est à rapprocher des trajectoires circulaires des sections de Poincaré construites sur des tores de KAM [2]. En revanche, une modification de la position d'incidence du faisceau gaussien sur la face d'entrée du guide modifie singulièrement la distribution de Husimi, la structure annulaire disparaît laissant place à 4 points distincts (Fig. 2 (b)). Ces points se sont construits sur les résonances déjà identifiées sur les sections de Poincaré. A chaque période seules deux valeurs et deux positions du vecteur d'onde sont possibles. La Fig. 2 (a) montre que le faisceau gaussien se propage alors sans diffracter, il n'y a pas de lumière couplée sur les différents modes de la structure comme il était possible de le voir précédemment : la dispersion modale semble contenue. Le faisceau se trouve en quelque sorte piégé par ces résonances et suit une trajectoire sinusoïdale tout en restant confiné. La "robustesse" du confinement du faisceau incident va dépendre de la largeur des résonances, plus la résonance sur laquelle est envoyé le faisceau est large, plus le confinement est robuste.

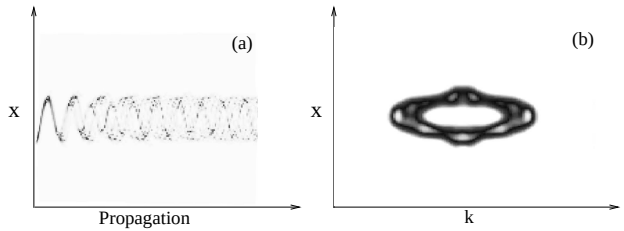


Fig. 1: Evolution d'un champ initial gaussien dans le guide multimode (a) et représentation de Husimi correspondante (b).

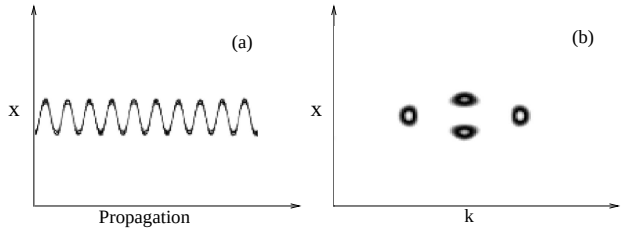


Fig. 2: L'évolution de répartition de l'intensité du champ dans le guide montre que la gaussienne initiale reste confinée et ne se disperse pas sur les modes du guide (a). Représentation de Husimi correspondant à une propagation sans dispersion modale (b).

Le contrôle de la dispersion modale mis en évidence ici n'est pas un cas isolé. D'une façon générale, l'apparition de singularités au niveau de la propagation de la lumière dans le guide provient de la segmentation d'indice mais est aussi liée au profil d'indice transverse. Ce profil, qui est ici gaussien, constitue un potentiel non-harmonique qui engendre une dynamique nonlinéaire des trajectoires des rayons dans le guide. Comme dans l'approche géométrique, ces comportements disparaissent lorsque le profil se rapproche d'un profil harmonique. Il est à noter que ces comportements singuliers s'estompent aussi dès l'instant où le caractère multimode du guide est réduit. Quelque soit le profil d'indice transverse, un guide faiblement multimode n'engendrera aucune particularité de ce type au niveau du guidage de la lumière.

3 Conclusion

La transposition au domaine ondulatoire d'une étude préliminaire géométrique de la propagation de la lumière dans un guide présentant une segmentation d'indice a permis de montrer qu'il existait des réminiscences de la complexité de la dynamique des rayons. Les représentions de Husimi ont montré la persistance de résonances du système qui modifient totalement la dispersion modale du guide : alors que la structure est très multimode, la dispersion modale peut disparaître en contrôlant convenablement la position ou l'angle du faisceau incident qui suit alors une trajectoire sinusoïdale sans diffracter.

Références

[1] M. H. Chou, M. A. Arbore, M. M. Fejer, "Adiabatically tapered periodic segmentation of channel waveguides for mode-size transformation and fundamental mode excitation", Opt. Lett., vol. 17, pp. 794-796, (1996).

[2] P. Aschiéri, V. Doya and A. Picozzi, "Complex behaviour of a ray in a Gaussian index profile periodically segmented waveguide", J. Opt. A : Pure Appl. Opt. 8, pp. 386-390, (2006).

[3] L. Chanvillard, P. Aschieri, P. Baldi, D.B. Ostrowsky, M. De Micheli, L.Huang, and D.J. Bamford,"Soft Proton Exchange on PPLN: a simple waveguide fabrication process for highly efficient non-linear interactions", Applied Physics Letters, Vol 76, 9, pp. 1089-1091 (2000)

[4] S. Ree and L. E. Reichl, "Classical and quantum chaos in a cicular billiard with a straight cut", Phys. Rev. E, Vol 60, 2, pp. 1607-1615, (1999)

Transport cohérent de la lumière dans les gaz d'atomes froids

Guillaume Labeyrie[1*], David Wilkowski [1], Cord Müller [1], Benoît Grémaud [2], Thomas Wellens [1, 2], Christian Miniatura[1], Robin Kaiser [1] et Dominique Delande[2]

1. Institut Non Linéaire de Nice UMR 6618, 1361 route des Lucioles, 06560 Sophia Antipolis.
2. Laboratoire Kastler-Brossel, Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, 75005 Paris.
** guillaume.labeyrie@inln.cnrs.fr*

Résumé : Nous présentons une synthèse des résultats obtenus à l'INLN sur le transport de lumière quasi-résonante dans des vapeurs atomiques refroidies par laser. En particulier, nous discutons divers mécanismes de décohérence présents dans ce nouveau type de milieu diffusant, analysés grâce au signal de rétro-diffusion cohérente.

Mots-clés : transport ondulatoire en milieu désordonné, atomes froids

1. Introduction

Depuis le début de cette décennie, les vapeurs atomiques froides sont apparues comme un nouvel outil pour l'étude du transport ondulatoire en milieu désordonné. Ce domaine, qui a connu un essor considérable dans les années 80, s'intéresse notamment à l'impact des interférences sur le transport, avec comme manifestation la plus spectaculaire la localisation d'Anderson[1].

Deux approches radicalement différentes peuvent être envisagées. Dans la première, on étudie le transport de *lumière* quasi-résonante dans un nuage d'atomes froids disposés aléatoirement. On peut alors exploiter les propriétés très particulières des atomes en tant que diffuseurs de lumière : diffuseurs ponctuels, caractère fortement résonant, effets magnéto-optiques et non-linéaires géants, … C'est cette approche qui est discutée ici. Une deuxième approche consiste à utiliser la nature ondulatoire d'atomes ultra-froids, dont on étudie le transport dans des potentiels désordonnés créés par exemple avec de la lumière[2].

2. Résultats

Nous avons employé deux approches complémentaires pour analyser le transport de la lumière dans des nuages d'atomes froids issus de pièges magnéto-optiques : le piégeage de radiation et la rétro-diffusion cohérente.

Le piégeage de radiation consiste à éclairer l'échantillon avec une impulsion lumineuse et à mesurer le temps de sortie des photons du milieu. Cette technique dynamique donne notamment accès au *coefficient de diffusion* de la lumière dans l'échantillon et à la *vitesse de transport*. Une expérience menée sur un nuage froid (40 µK) de ^{85}Rb nous a permis de mettre en évidence un comportement quasi-diffusif à faible épaisseur optique (<10) avec une déviation due au mouvement résiduel des atomes au-delà[3]. Dans le régime quasi-diffusif, nous avons mesuré un coefficient de diffusion extrêmement faible, correspondant à une vitesse de transport d'environ 3×10^{-5} c, ce qui constitue un record. Cette « diffusion ralentie » est due à la résonance très étroite des atomes froids. Dans le cas d'épaisseurs optiques importantes, l'accumulation sur un grand nombres d'événements de diffusion du décalage Doppler n'est plus négligeable devant la largeur naturelle de la transition atomique, donnant lieu à un nouveau régime de transport : le régime de « diffusion de fréquence »[4].

Afin de tester la *cohérence* du transport, nous avons utilisé le signal de rétro-diffusion cohérente. Ce phénomène d'interférence en diffusion multiple se traduit par une surintensité diffusée vers l'arrière. La valeur de cette surintensité permet de remonter à la longueur de cohérence caractérisant le transport diffusif. Nous avons ainsi pu mettre en évidence trois mécanismes de décohérence dans les nuages d'atomes froids. Le premier est lié à l'existence d'une structure interne (Zeeman) dans l'état fondamental : il se manifeste donc dans le cas du ^{85}Rb (F = 3) mais pas dans celui du ^{88}Sr (F=0) comme nous l'avons démontré expérimentalement[5]. En présence d'une structure interne, la cohérence peut être restaurée via l'effet Zeeman en appliquant un champ magnétique[6]. La deuxième source de décohérence est liée au mouvement résiduel des atomes. Ainsi que nous avons pu le démontrer[7], la redistribution de fréquence due à l'effet Doppler limite de façon assez drastique la longueur de cohérence dans les gaz d'atomes froids. Enfin, une troisième source de décohérence apparaît dans le régime non-linéaire, du fait de la diffusion inélastique[8]. La situation de la rétro-diffusion cohérente en régime non-linéaire est cependant très complexe, et les observations expérimentales ne sont pas à ce jour totalement expliquées.

3. Conclusion

Nous avons présenté une synthèse de nos travaux sur le transport de lumière quasi-résonante dans les gaz d'atomes froids. Nous avons démontré qu'il est possible d'observer des signatures du transport (quasi-) diffusif *cohérent* dans de tels milieux, comme la rétro-diffusion cohérente. Nous avons identifié et analysé plusieurs mécanismes susceptibles de réduire la longueur de cohérence caractérisant le transport.

Les résultats présentés ici ont été obtenus dans le régime fortement dilué, où le libre parcours moyen de la lumière dans l'échantillon est très grand devant la longueur d'onde. Les travaux en cours visent à atteindre le régime dense, où les corrections interférentielles au transport deviennent importantes (localisation d'Anderson). Un autre axe de recherche consiste à combiner la diffusion multiple et les non-linéarités du gaz d'atomes froids pour produire un laser aléatoire[8]. Enfin, une expérience de condensation de Bose-Einstein est en cours de réalisation à l'INLN avec pour objectif l'étude des phénomènes de localisation des ondes de matière.

Références

[1] P. W. Anderson, *Phys. Rev.* **109**, 1492 (1958).
[2] J. Billy J., V. Josse, Z. Zuo, A. Bernard, B. Hambrecht, P. Lugan, D. Clément, Sanchez-Palencia L., P. Bouyer, A. Aspect, "Direct observation of Anderson localization of matter-waves in a controlled disorder", *Nature* **453**, 891 (2008).
[3] G. Labeyrie, E. Vaujour, C.A. Müller, D. Delande, C. Miniatura, D. Wilkowski, and R. Kaiser, "Slow diffusion of light in a cold atomic cloud" *Phys. Rev. Lett.* **91**, 223904 (2003).
[4] G. Labeyrie, R.Kaiser, D. Delande, "Radiation trapping in a cold atomic gas" *Applied Physics B* **81**, 1001 (2005).
[5] G. Labeyrie, F. de Tomasi, J. C. Bernard, C. A. Müller, C. Miniatura, and R. Kaiser, ″Coherent backscattering of light by cold atoms″, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5266 (1999) ; Y. Bidel, B. Klappauf, J.C. Bernard, D. Delande, G. Labeyrie, C. Miniatura, D. Wilkowski, R. Kaiser, ″Coherent light transport in a cold Strontium cloud″, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 203902 (2002).
[6] O. Sigwarth, G.Labeyrie, T.Jonckheere, D.Delande, R.Kaiser, C.Miniatura, "Magnetic field enhanced coherence length in cold atomic gases", *Phys. Rev. Lett.* **93**, 143906 (2004).
[7] G. Labeyrie, D. Delande, R. Kaiser, C. Miniatura, "Light transport in cold atoms and thermal decoherence", *Phys. Rev. Lett.* **97**, 013004 (2006).
[8] Thierry Chanelière, David Wilkowski, Yannick Bidel, Robin Kaiser, Christian Miniatura, "Saturation induced coherence loss in coherent backscattering of light", *Phys. Rev. E* **70**, 036602 (2004) ; G. Labeyrie, "Coherent Transport of Light in Cold Atoms", *Mod. Phys. Lett. B* **22**, 73 (2008).
[9] L. Froufe-Pérez, W. Guerin, R. Carminati and R. Kaiser, "Threshold of a Random Laser with Cold Atoms" *Phys. Rev. Lett.* **102**, 173903 (2009**).**

Condensat de Bose-Einstein dans un piège habillé par ondes radiofréquence

Thomas Liennard, Hélène Perrin, Laurent Longchambon, Paul-Eric Pottie et Vincent Lorent
Laboratoire de physique des lasers, Université Paris 13,
99, avenue J.-B. Clément, F-93430 Villetaneuse
thomas.liennard@univ-paris13.fr

Résumé : Ce poster présente une expérience visant à piéger un condensat de Bose-Einstein de Rubidium 87 dans un piège annulaire, le mettre en rotation, et observer un courant permanent. Pour réaliser ce piège, nous utiliserons un réseau optique et un piège dit habillé, combinant un piège magnétique avec une onde radiofréquence.

Mots-clés : atomes froids, anneau,radio-fréquence

1. Introduction

Le piégeage d'atomes froids avec des champs magnétiques ou des faisceaux laser est utilisé depuis une vingtaine d'années, notamment pour la préparation de condensats de Bose-Einstein. Récemment, les ondes radio-fréquence ont été utilisées en combinaison avec des champs magnétiques statiques pour obtenir des géométries de piégeage originales [1, 2]. Notre équipe a démontré cette technique dite du piège habillé pour la première fois en 2004. Dans notre expérience actuelle, nous l'utilisons pour confiner des atomes de rubidium autour d'une surface ellipsoïdale, créant ainsi un piège quasi bidimensionnel.
Nous développons actuellement un nouveau montage expérimental, dont l'objectif est de produire un condensat de Bose-Einstein dans une géométrie en anneau [3]. En combinant un piège habillé avec le confinement vertical produit par une onde stationnaire, il est possible de piéger des atomes de rubidium dans un ou plusieurs anneaux. Ils ont typiquement une forme "d'anneaux de saturne", avec des paramètres facilement ajustables. Ce piège en anneau est un outil intéressant pour observer les propriétés de superfluidité d'un condensat de Bose-Einstein, en créant des courants permanents ou des vortex à charge multiple.

Références

[1] O. Zobay and B. M. Garraway, *Phys. Rev. Lett.*, 86 (2001) 1195 *; Phys. Rev. A*, **69** (2004) 023605.

[2] Y. Colombe, E. Knyazchyan, O. Morizot, B. Mercier, V. Lorent and H. Perrin, *Europhys. Lett.*, **67** (2004) 593.

[3] O. Morizot, V. Lorent, H. Perrin and B. M. Garraway, *Phys. Rev. A*, **74** (2006) 023617.

Recherche d'une signature de spectroscopie atomique dans des opales de nanobilles de silice

Isabelle Maurin, Philippe Ballin, Athanasios Laliotis, Marie-Pascale Gorza, Daniel Bloch
Laboratoire de Physique des Lasers, UMR 7538 du CNRS et de l Université Paris 13, 93430-Villetaneuse, daniel.bloch@univ-paris13.fr

Résumé : Nous cherchons à étudier l'effet d'un emprisonnement sub-longueur d'onde sur les atomes d'une vapeur atomique. Nous cherchons pour cela à remplir les espaces interstitiels d'une opale de nano-billes par une vapeur d'atomes de césium. Nous décrivons l'état de nos expériences préliminaires, où nous notons des problèmes apparents de piégeage des atomes dans l'opale
Mots-clés : opale, nano-bille, cristaux photoniques, effet Dicke

1. -Confinement sub-micrométrique d'une vapeur et spectroscopie

Notre groupe a étudié en détail les propriétés spectroscopiques spécifiques des cellules minces [1] et très minces [2] contenant une vapeur atomique. Dans ces cellules, le libre parcours moyen d'un atome devient anisotrope, et est limité par la distance entre les parois de la cellule. Ceci conduit à une exaltation relative de la contribution des atomes lents, d'où une signature sub-Doppler dans la réponse spectroscopique, et la possibilité de réaliser ainsi des étalons de fréquence intrinsèquement compacts. En outre, dans le régime d'absorption linéaire, on observe un rétrécissement spectral cohérent de type Dicke [3] pour une épaisseur de la cellule égale ou inférieure à $\lambda/2$; cet effet est dû à la contribution additive de toutes les classes de vitesse dans le régime transitoire, lorsque l'irradiation est exactement à résonance. A la limite d'une faible épaisseur de la cellule (quelques dizaines de nanomètres), il a même été possible de mesurer l'interaction de van der Waals atome-surface [4]. Ayant observé de tels comportements spectroscopiques exotiques pour une vapeur confinée selon une direction de l'espace, il est naturel de se demander si des effets analogues peuvent survivre dans le cas d'un confinement plus fort, à *deux* ou *trois* dimensions. Il est aussi important de tester la possibilité de bénéficier de la réponse résonnante, extrêmement sélective en fréquence, des milieux gazeux dans le contexte des nanotechnologies et des nano-objets.

Des spécialistes des fibres photoniques creuses [5] sont récemment parvenus à fabriquer des cellules fibrées remplies de vapeur (moléculaire, puis atomique), réalisant ainsi un confinement à deux dimensions, pour des cœurs de fibre de relativement grand diamètre (~10 µm). Pour des confinements beaucoup plus forts (quelques dizaines de nm), des milieux poreux ont été utilisés pour stocker des atomes alcalins adsorbés, qu'un éclairage de faible intensité aide à désorber, dans un processus de désorption atomique induite par la lumière ("LIAD") [6]. Cependant, les atomes qui sont alors observés par une technique spectroscopique sont des atomes libres, non des atomes confinés. Les opales de nanobilles de silice, qui peuvent s'empiler avec une très bonne régularité si leur distribution est suffisamment mono-disperse, peuvent former des cristaux photoniques. Des tentatives d'observer des modifications des bandes photoniques autour des résonances d'une vapeur de césium ont même été entreprises [7], mais qui ne visaient pas à une haute résolution en fréquence par rapport à la transition atomique.

2. Etat actuel de nos travaux avec des nanobilles

Nos efforts visent à présent à développer des méthodes pour remplir un échantillon poreux ou un cristal photonique avec une vapeur atomique, afin d'obtenir un confinement tridimensionnel sur des échelles comparables à la longueur d'onde optique. Même si les opales de nanobilles, obtenues par sédimentation ou par d'autres techniques d'auto-organisation, ne sont pas toujours des réalisations parfaites de cristaux photoniques, elles ont en principe l'avantage, par rapport à des milieux poreux non organisés, de pouvoir former aisément un milieu où le confinement est quasiment le même pour tous les interstices. De plus, l'effet du rapport longueur d'onde/dimension des billes (ou des interstices) peut être testé en comparant des opales réalisées avec des billes de différentes dimensions (la longueur d'onde n'est a priori pas à considérer comme variable, si l'étude se concentre sur une raie de résonance spécifique).

Précédemment [8], nous avions commencé à réaliser des opales monocouches, où des faisceaux de diffraction sont facilement observés, ce qui pourrait permettre d'étudier les effets résonnants sur un faisceau cohérent – et directif-, plutôt que sur une lumière diffusée. Cependant, l'encapsulation de cette monocouche entre deux lames de verre reste une tâche ardue, d'autant plus que les zones effectivement monocouches alternent avec des zones sans billes, et d'autres porteuses de deux ou plusieurs épaisseurs, de telle sorte que la taille effective des régions libres est bien loin de correspondre à des interstices de volume étroitement monodisperses.

Autour d'une tranche d'opale tridimensionnelle (épaisseur ~ 1mm, section quelques mm²), composée de nanobilles de silice d, nous avons fait réaliser une cellule dont les deux fenêtres étaient en contact avec la tranche d'opale. L'opale, initialement blanche comme un matériau diffusant et non absorbant, est rapidement devenue noire, quelques heures après remplissage. Des cycles de chauffage permettent cependant de voir apparaître des zones blanches sur l'opale, tandis qu'autour de l'opale, apparaissent sur les fenêtres des zones métallisées attribuées à un dépôt de césium. Si un quasi-blanchiment de l'opale apparaît en certains points, les régions périphériques prennent une coloration verte, éventuellement attribuable à des agrégats de césium. Le résultat le plus notable est que ces processus sont réversibles, tant dans la restauration d'une opale blanche – obtenue après un chauffage fort (~200°C) du corps de cellule, cependant que le réservoir de césium est maintenu tout à fait à froid (0 °C). Quelques heures après le retour à la température ambiante, la coloration verdâtre, puis métallisée, de l'opale réapparaît, signe que la forte surface spécifique de l'opale piège les atomes bien plus qu'attendu pour un équilibre dans un véritable volume tridimensionnel. Une fois mieux maîtrisée ces variations lentes, nous comptons augmenter la densité de césium, en chauffant aussi le réservoir, pour sonder, ne serait-ce qu'autour de l'opale, quelle est la densité effective de césium qui est atteinte. Pour cette opale, le diamètre des billes (~230 nm), et la taille des zones interstitielles, sont très petits par rapport à la raie de résonance du césium (852 nm) : ceci limite l'intérêt d'une étude directe de spectroscopie sur l'opale, même si le cycle thermique de piégeage – libération des atomes parvient à être maîtrisé.

Dans le prolongement de nos études de déposition d'une monocouche de nano-billes, une collaboration s'est établie avec l'équipe de Serge Ravaine (Centre de Recherche Paul Pascal, Bordeaux), qui peut fabriquer pour nous des empilements de monocouches de billes, d'un diamètre choisi, par technique Langmuir-Blodgett. La qualité des couches successives ainsi réalisées est telle qu'il parait possible de recouvrir cet empilement par de la silice, et de réaliser un "couvercle" sur la fenêtre ainsi réalisée avec un dépôt d'opale. Pour des réalisations avec 10 couches, nous avons pu observer une transmission du faisceau largement détectable dès que la longueur d'onde devient comparable ou supérieure au diamètre des billes. Nous comptons très prochainement faire fabriquer une cellule autour de ces fenêtres avec dépôt d'opale, pour voir si le piégeage du césium peut être plus facilement maîtrisé avec des billes de diamètre plus important (400-1000 nm) que précédemment, et surtout quand le nombre de couches est devenu très faible.

3. Remerciements

Ce travail est effectué dans le cadre du projet ANR "Mesoscopic Gas" (08-BLAN-0031). La tranche d'opale massive nous a été offerte par Agnès Maître (INSP-Paris6), et la cellule a été réalisée par Florence Thibout au (LKB-Paris6), avec polissage par Thierry Billeton (LPL-Paris13).

Références

[1] S. Briaudeau, D. Bloch, M. Ducloy, "Sub-Doppler spectroscopy in a thin film of resonant vapor", *Phys Rev. A* **59**, 3723 (1999).
[2] D. Sarkisyan, D. Bloch, A. Papoyan, M. Ducloy., "Sub-Doppler spectroscopy by sub-micron thin Cs vapour layer" *Opt. Commun.* **200**, 201 (2001).
[3] G. Dutier *et al*. "Collapse and revival of a Dicke-type coherent narrowing in a sub-micron thick vapor cell transmission spectroscopy" *Europhys. Lett.*, **63**, 35-41 (2003) ; D. Sarkisyan *et al*, "Spectroscopy in an extremely thin vapor cell: Comparing the cell-length dependence in fluorescence and in absorption techniques" *Phys. Rev. A*, **69**, 065802 1-4 (2004).
[4] M. Fichet *et al*, "Exploring the van der Waals atom-surface attraction in the nanometric range", *Europhys. Lett.*, **77**, 54001 (2007).
[5] F. Benabid, F. Couny, J. C. Knight, P. St. J.Russell, "Compact, stable and efficient all-fibre gas cells using hollowcore photonic crystal fibres," *Nature* **434**, 488 - 491 (2005); S. Ghosh *et al*, " Low-Light-Level Optical Interactions with Rubidium Vapor in a Photonic Band-Gap Fiber"*PRL* **97,** 023603 (2006), P.S. Light, F. Couny, F. Benabid, "Low optical insertion-loss and vacuum-pressure all-fiber acetylene cell based on hollow-core photonic crystal fiber" *Opt. Lett.*, **31,** 2538 (2006).
[6] A. Burchianti *et al*, "Optical characterization and manipulation of alkali metal nanoparticles in porous silica", *Eur. Phys. J. D* **49**, 201-210 (2008)
[7] P.J. Harding, *Photonic crystals modified by optically resonant systems*, (Ph.D. thesis, University of Twente (2008). ISBN 978-90-365-2683-8, available from www.photonicbandgaps.com
[8] M. Romanelli , I. Maurin, P. Todorov , Chia-Hua Chan, D. Bloch, "A 2D nanosphere array for atomic spectroscopy", *Ann Phys Fr.* **32** 127-130 (2007)

Vols de Lévy des photons dans une vapeur atomique

Nicolas Mercadier[1,⋆], William Guerin[1], Martine Chevrollier[2] et Robin Kaiser[1]

1. Institut Non Linéaire de Nice, CNRS and Université de Nice Sophia-Antipolis, 1361 route des Lucioles, 06560 Valbonne, France
2. Universidade Federal da Paraiba, Cx. Postal 508, 58051-900 Joao Pessoa-PB, Brazil
⋆ nicolas.mercadier@inln.cnrs.fr

Résumé
De nombreux processus aléatoires sont décrits via des statistiques gaussiennes. Cependant, d'autres outils, tels que les statistiques de Lévy, doivent être utilisés pour décrire les marches aléatoires dominées par les évènements rares mais de grande amplitude. Le plus souvent, seules sont observées des manifestations macroscopiques du comportement singulier de tels systèmes, obtenues après moyenne sur un grand nombre de pas. Nous présentons ici une mesure expérimentale directe de la distribution de la taille des pas de la marche aléatoire des photons dans une vapeur atomique et montrons que celle-ci obéit à une loi de puissance caractéristique des vols de Lévy.
Mots-clés : Diffusion anormale, Marche aléatoire, Processus stochastiques

1 Marches aléatoires et vols de Lévy

Les marches aléatoires représentent un concept central en physique statistique, impliqué dans la description de nombreux phénomènes de transport, tels que la diffusion de la chaleur, du son, de la lumière... Les vols de Lévy constituent une classe particulière de marches aléatoires, dans lesquelles les trajectoires des éléments subissant la diffusion sont dominées par les pas de grande taille.

Lors d'une marche aléatoire, des particules se déplacent par une succession de pas discrets dans une direction tirée aléatoirement à chaque pas, et selon une longueur x régie par une loi de probabilité $P(x)$. Si la variance de la loi P est définie, alors la probabilité de trouver après un grand nombre de pas une particule à une distance donnée de sa position d'origine obéit, d'après le théorème centrale limite, à une loi gaussienne, et la propagation des particules considérées est régie par l'équation de la diffusion. Si, cependant, la variance de la loi P n'est plus définie, les trajectoires des particules deviennent dominées par les pas rares mais de grande amplitude, et l'équation de la diffusion n'est plus valable. Lorsque la distribution de la taille des pas $P(x)$ présente une décroissance en loi de puissance $1/x^{\alpha}$, avec $0 < \alpha \leq 3$, l'étalement des particules depuis leur position d'origine obéit à une statistique de Lévy [1], qui présente également une décroissance asymptotique en loi de puissance. On parle alors de transport anormal ou superdiffusif.

Si les vols de Lévy interviennent dans la description de nombreux phénomènes, a l'instar des déplacements animaliers et humains, leur caractérisation expérimentale reste limitée à ce jour, et le transport anormal de la lumière dans un matériau spécialement conçu pour donner lieu à des vols de Lévy n'a été observé que très récemment [2].

2 Vols de Lévy de la lumière dans un gaz atomique : mesure expérimentale de la taille des pas de la marche aléatoire des photons

La forme de la loi P qui régit la taille des pas de la marche aléatoire des photons dans une vapeur atomique dépend uniquement du profil spectral d'émission des diffuseurs, et de la forme de leur section efficace de diffusion (ou profil d'absorption). Si ces deux profils sont gaussiens et que le spectre du rayonnement diffusé est indépendant de l'évènement de diffusion particulier considéré (redistribution complète de fréquence), alors la loi P prend une forme proche d'une loi de puissance [3]:

$$P(x) \propto \frac{1}{x^2\sqrt{\ln(x)}} \tag{1}$$

et le milieu donne lieu à des vols de Lévy. Dans la vapeur de rubidium de faible densité que nous utilisons dans notre expérience [4], le spectre du rayonnement diffusé est essentiellement déterminé par les phénomènes d'élargissement naturel et d'élargissement Doppler. Il dépend de la fréquence du photon incident et de la direction de réémission. Toutefois, on note que, si l'on néglige la largeur naturelle et que l'on considère le rayonnement diffusé à 90° de la direction d'incidence, alors les profils d'émission et d'absorption sont tous deux gaussiens, et l'équation (1) s'applique.

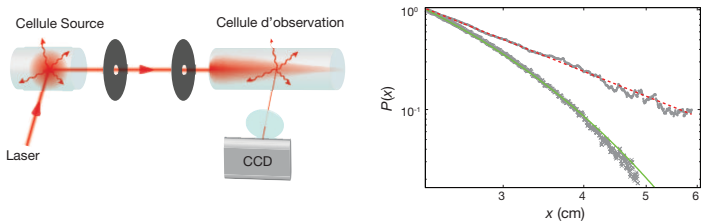


Fig. 1: A gauche : **Schéma du montage expérimental**. Un faisceau laser éclaire une première cellule contenant une vapeur de rubidium. Un faisceau de lumière diffusée dans une direction orthogonale au faisceau laser est ensuite sélectionné via 2 diaphragmes, et éclaire une seconde cellule. La fluorescence de cette cellule d'observation est imagée via une caméra CCD. Ce signal de fluorescence est proportionnel à la distribution de la taille des pas recherchée. A droite: **Distribution de la taille des pas, en échelle log-log**. Si la cellule d'observation est éclairée directement par un faisceau laser (croix), $P(x)$ présente une décroissance exponentielle (fit continu vert). Pour un faisceau incident issu de la fluorescence de la première cellule (points), et ayant donc subit un élargissement Doppler, $P(x)$ présente un comportement en loi de puissance $1/x^{\alpha}$, avec $\alpha = 2.41 \pm 0.12$ (pointillés rouges).

Nous utilisons une première configuration expérimentale pour obtenir une mesure de la loi P dans cette situation particulière (figure 1). Un faisceau laser illumine une première cellule de rubidium, de petite taille, dans laquelle les photons subissent au plus un évènement de diffusion. Un faisceau de lumière diffusée se propageant dans une direction orthogonale à la direction de propagation du laser est sélectionné via 2 diaphragmes, et éclaire selon son axe une seconde cellule cylindrique de rubidium, dont on image par le coté le rayonnement de fluorescence à l'aide d'une caméra CCD. En se plaçant dans des conditions telles que les photons ne subissent qu'un seul évènement de diffusion dans chaque cellule, on mesure ainsi la distance parcourue par la lumière entre le premier évènement de diffusion, dans la cellule source, et le second, dans la cellule d'observation. La loi P mesurée présente un comportement en loi de puissance $P(x) \propto 1/x^{\alpha}$, avec $\alpha = 2.41 \pm 0.12$ [4]. La variance de cette distribution n'est donc pas définie, et l'impact des évènements rares sur la propagation de la lumière ne peut être négligé.

La connaissance de la taille des pas réalisés par un photon ayant subit un évènement de diffusion dans une direction spécifique n'est cependant pas suffisante pour tirer des conclusions sur le régime de diffusion multiple. Nus avons donc réalisé une seconde expérience, utilisant 3 cellules de rubidium. Une première cellule est utilisée pour préparer des photons ayant subit plusieurs ($\backsim 4$) évènements de diffusion, sans direction privilégiée. Le rayonnement de fluorescence de cette première cellule est utilisé pour éclairer une seconde cellule, dans laquelle les photons subissent un évènement de diffusion supplémentaire avant d'être envoyés vers la cellule d'observation. Cette configuration nous permet de mesurer la distribution régissant la taille des pas de la marche aléatoire des photons en régime de diffusion multiple, après convergence du profil d'émission moyen vers un profil asymptotique, comme le montrent les simulations numériques [4]. La loi P obtenue présente toujours un comportement en loi de puissance $1/x^{\alpha}$, avec $\alpha = 2.09 \pm 0.15$, dont la variance n'est pas définie.

Conclusion

La configuration expérimentale originale que nous avons conçue a permis d'obtenir une mesure directe de la distribution régissant la taille des pas de la marche aléatoire des photons dans une vapeur atomique. Malgré les effets de mémoire liés à la redistribution partielle de fréquence à chaque évènement de diffusion, cette distribution converge après quelques pas vers une loi de puissance de variance non définie. Le milieu donne donc lieu à des vols de Lévy de la lumière.

Références

[1] P. Lévy, "Théorie de l'Addition des Variables Aléatoires", Gauthier-Villars, Paris (1937).

[2] P. Barthelemy, J. Bertolotti, and D. S. Wiersma, "A Lévy flight for light", Nature, **453**, pp. 495-498 (2008).

[3] E. Pereira, J. M. G. Martinho and M. N. Berberan-Santos, "Photon Trajectories in Incoherent Atomic Radiation Trapping as Lévy Flights", Phys. Rev. Lett., **93**, 120201 (2004).

[4] N. Mercadier, W. Guerin, M. Chevrollier and R. Kaiser, "Lévy flights of photons in hot atomic vapours", Nat. Phys., Published online 31 May 2009, doi:10.1038/nphys1286 (2009)

Amplificateur à *scar* fibré

Claire Michel, Sorin Tascu, Valérie Doya⋆, Olivier Legrand,
Wilfried Blanc, Stanislas Trzesien, Michèle Udé, Fabrice Mortessagne

Université de Nice-Laboratoire de Physique de la Matière Condensée
Parc Valrose-06108 Nice cedex 2
⋆ valerie.doya@unice.fr

Résumé : Les caractéristiques des modes d'une cavité sont gouvernées par la dynamique des rayons induite par la géométrie. Les modes scar pour lesquels l'intensité est localisée spatialement suscitent un intérêt tout particulier. Un filtrage modal des scars est réalisé en exploitant l'interaction priviligiée entre un gain judicieusement localisé et ces modes particuliers dans un amplificateur à fibre exotique. Nous présentons dans cette communication, les premiers résultats expérimentaux d'un tel amplificateur à scar.

Mots-clés : chaos des ondes, gain localisé, amplificateur à fibre à double gaine.

1 Introduction

La dynamique des rayons évoluant dans un milieu fermé est fortement conditionnée par sa géométrie. Cette dernière influence tout autant le comportement des ondes. Ainsi, on peut associer des propriétés ondulatoires universelles aux milieux exhibant une dynamique chaotique des rayons. Le domaine du chaos ondulatoire s'intéresse depuis plus de 30 ans à décrire les propriétés des ondes dans ces milieux en s'appuyant notamment sur le développement d'expériences très variées au moyen d'ondes optiques, élastiques, electromagnétiques, etc... Pour les ondes optiques, des expériences ayant comme support une fibre optique multimode à section tronquée ont mis en évidence les signatures de la dynamique chaotique sur les propriétés spatiales des modes de propagation[1, 2]. Les modes génériques révèlent une répartition spatiale du champ statistiquement uniforme sur la section transverse de la fibre sous la forme de tavelures. Ces modes dits '*speckle*'[1] peuvent être interprétés comme le résultat des multiples réflexions des ondes sur le contour chaotique de la fibre à section tronquée (Fig. 1a et b). De façon singulière, certains modes arborent des localisations fortes du champ le long de directions privilégiées(Fig. 1c). Ces directions correspondent à des trajectoires particulières qui se re-bouclent au bout d'un nombre fini de rebonds (les orbites périodiques (Fig. 1d)). L'instabilité de ces orbites périodiques reflète la propriété d'extrême sensibilité aux conditions initiales, caractéristique générique d'une dynamique chaotique.

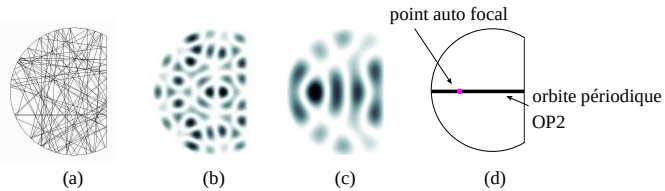


Fig. 1: Trajectoire des rayons dans la section transverse d'une fibre à section tronquée(a), modes typiques de type speckle (b) et scar (c) et orbite périodique et point autofocal de l'orbite périodique à deux rebonds d'un cercle tronqué(d)

Pour ces modes particuliers, les ondes sont capables de geler le développement de la dynamique par un processus d'interférences constructives le long des orbites périodiques. Ces modes dits '*scar*' ont suscité un engouement récent pour des dispositifs de microcavités laser déformées[3, 4]. Le seuil laser est en effet abaissé pour ces modes aux facteurs de qualité élevés qui possèdent en outre une émission laser très directive. Ce type de dispositif constitue un des premiers systèmes expérimentaux confrontant les effets du chaos ondulatoire (effet purement géométrique) aux effets d'une réponse non linéaire du milieu. Dans ce résumé, nous montrons comment l'introduction d'un milieu à gain localisé spatialement dans une fibre optique multimode à section tronquée permet de contrôler la sélection des modes scars. Nous présentons dans un premier temps le principe d'un amplificateur à scar puis les premiers résultats expérimentaux obtenus.

2 Un amplificateur à scar

Nous avons montré au cours de précédentes investigations numériques que l'introduction d'un milieu à gain localisé spatialement sur l'orbite périodique associée à un mode scar permet d'effectuer une amplification sélective de ce mode[5]. En effet, toute orbite périodique possède un ou plusieurs points autofocaux[1] pour lesquels les scars présentent un maximum d'intensité. En localisant la zone à gain au voisinage du point autofocal, les modes scar sont amplifiés préférentiellement du fait de leur important recouvrement spatial avec le gain. L'amplificateur à fibre que nous avons conçu possède un cœur à section transverse tronquée de 120 μm de diamètre, d'indice de réfraction $n_{co} = 1.451$, entouré d'une gaine en résine d'indice de réfraction $n_{ga} = 1.41$. La fibre possède une zone active dopée aux ions ytterbium de 15 μm de diamètre centrée autour du point autofocal. La concentration en ions ytterbium de 1250 ppm induit une différence d'indice entre la silice du cœur et la zone dopée de 5.10^{-4}. Du fait de ses pertes importantes et de sa grande étendue spatiale, le mode de propagation de cette structure n'est pas amplifié. Une diode laser de pompe à 975 *nm* est focalisée dans le coeur multimode. Le large nombre de modes speckle excité contribue très efficacement au transfert de la puissance de pompe au signal grâce à un recouvrement optimal avec la zone à gain. Le signal issu d'un laser YAG à 1064 *nm* est injecté dans la fibre en contrôlant l'angle d'incidence pour sélectionner le vecteur d'onde transverse moyen des modes couplés dans la fibre.

3 Résultats préliminaires

Après avoir caractérisé les propriétés d'absorption, d'émission et les pertes à la propagation de notre amplificateur à scars, nous avons effectué une mesure du gain du signal en fonction de la longueur de la fibre. Ce résultat est reporté dans la Fig. 2. La courbe confirme qu'un processus d'amplification a bien lieu au cours de la propagation et que le gain présente un maximum autour d'une longueur de fibre de 17 m. Pour cette longueur, le rapport signal sur bruit est maximum avec une valeur de 27dB montrant une bonne amplification du signal par rapport à l'ASE. Nous choisissons cette longueur de fibre pour effectuer les mesures. Pour caractériser les modes qui bénéficient du

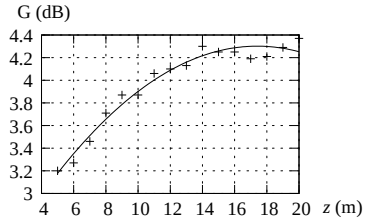


Fig. 2: Courbe de gain déduite des données expérimentales mesurées dans l'amplificateur à scar. Les croix sont les points de mesure, le trait plein est une courbe d'ajustement.

processus d'amplification, nous effectuons une observation de l'intensité en champ lointain à la sortie de la fibre. L'intensité en champ lointain nous renseigne sur les vecteurs d'ondes transverses des modes qui se propagent dans la fibre. Les observations effectuées seront présentées au cours de la conférence.

4 Remerciements

Ce projet a été soutenu par l'Agence Nationale de la Recherche, projet 'Chaos On Line' n°05-JCJC-0099-01.

Références

[1] V. Doya, O. Legrand, F. Mortessagne, "Speckle statistics in a chaotic multimode fiber", Phys. Rev. E **65**, 056223 (2002).

[2] V. Doya, O. Legrand, F. Mortessagne, C. Miniatura, "Light scarring in a chaotic multimode fiber", Phys. Rev. Lett. **88**, 014102 (2001).

[3] W. Fang, A. Yamilov, H. Cao, "Analysis of high-quality modes in open chaotic microcavities", Phys. Rev. A **72**, 023815 (2005).

[4] W. Fang, H. Cao, G.S. Solomon, "Control of lasing in fully chaotic open cavities by tailoring the shape factor", Appl. Phys. Lett. **90**, 081108 (2007).

[5] C. Michel, V. Doya, O. Legrand, F. Mortessagne, "Selective Amplification of scars in chaotic optical fiber", Phys. Rev. Lett. **99**, 224101 (2007).

[1] un faisceau de rayons émis en ce point se refocalise sur ce même point au bout d'une période.

Production de vide comprimé par interaction d'un champ avec une vapeur de ^{87}Rb

Imad H. Agha*, François Bruno, Gaétan Messin et Philippe Grangier

Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique,
CNRS, Université Paris-sud, Campus Polytechnique, RD 128, 91127 Palaiseau cedex, France
**imad.agha@institutoptique.fr*

Résumé : Nous présentons une étude systématique de la production d'états comprimés du vide par effet Kerr croisé dans une vapeur de ^{87}Rb. Nous avons notamment observé du vide comprimé de 1,5 dB sous la limite quantique standard (2,2 dB après correction des pertes) à une longueur d'onde correspondant à une résonance du ^{85}Rb, ce qui permet d'envisager le stockage d'états non classiques du champ dans des vapeurs atomiques.

Mots-clés : répéteur quantique, vapeur de rubidium, vide comprimé, états non classiques

1. Introduction

Depuis la mise en évidence récente du stockage et de la restitution d'états comprimés du vide dans des vapeurs atomiques de rubidium [1], les travaux destinés à produire des états comprimés du champ lumineux compatibles avec des vapeurs connaissent un regain d'intérêt important. Le stockage d'états non classiques du champ est en effet au cœur de l'effort de recherche sur les répéteurs quantiques pour les communications et le traitement de l'information quantiques, parce que ces derniers mettent en jeu des mémoires capables de stocker et restituer des états quantiques [2] et des protocoles de distillation d'intrication pour lesquels les états non classiques du champ lumineux présentent un avantage [3]. D'une part, il a été montré récemment que des états non classiques (non gaussiens) pouvaient être obtenus à partir d'états comprimés du vide par une procédure de conditionnement qui peut être vue comme la soustraction cohérente d'un photon [4]. D'autre part, il est en principe possible de produire des états comprimés directement avec des vapeurs atomiques [5] de façon à assurer une compatibilité spectrale avec des mémoires atomiques ; l'intérêt des mémoires atomiques résidant dans la longue durée de vie des cohérences de l'état fondamental qui est utilisé pour le stockage.

2. Aspects théoriques

Le mécanisme de production d'états comprimés du vide avec une vapeur atomique proposé dans [5] repose sur un effet Kerr croisé dans lequel un champ pompe polarisé linéairement induit une modification non linéaire dépendante de la phase sur les fluctuations du vide de la polarisation orthogonale. Dans un système en « X » (de type $J = 1/2 \longrightarrow J' = ½$) un champ lumineux possédant une faible ellipticité ε induit un déséquilibre dans la population des niveaux fondamentaux, ce qui cause une différence d'indice entre les deux polarisation et, par conséquent, une rotation de polarisation, où l'angle de rotation est défini par ϕ :

$$\phi \; \alpha \; g^2 I \frac{N}{\Delta},$$

où g est le couplage, I l'intensité, N le nombre d'atomes et Δ le désaccord. Un champ incident intense polarisé linéairement auquel on ajoute une petite composante sur la polarisation orthogonale correspond, dans le cas général, à une polarisation elliptique qui va donc subir une rotation dépendant de la phase relative des deux composantes linéaires. Du point de vue quantique, les fluctuations du vide sur le mode orthogonal d'un champ de pompe polarisé parfaitement linéairement sont responsables de fluctuations d'ellipticité qui vont être amplifiées ou dé-amplifiées suivant la phase relative du vide et du champ pompe, pouvant conduire à la production d'états comprimés dans le mode du vide : on peut voir l'effet de la rotation de polarisation comme une projection des fluctuations quantiques de polarisation sur le mode vide orthogonal. On peut montrer [6] que les effets dispersifs, en I/Δ, sont responsables d'une réduction du bruit sur le mode du vide, alors que les effets dissipatifs (l'absorption), en I/Δ^2, sont responsables d'un excès de bruit. On a donc tout intérêt à augmenter à la fois l'intensité et le désaccord pour augmenter l'effet de compression du vide.

3. Résultats expérimentaux

Pour mettre en évidence expérimentalement la production de vide comprimé par la rotation induite de polarisation, nous nous sommes intéressés à la transition D1 du ^{87}Rb à 795 nm, qui s'approche d'un système en « X ». Nous avons utilisé une cellule de ^{87}Rb pur chauffée à 108° C, ce qui donne une densité de 10^{12} atom/cm^3. Le faisceau de pompe, produit par un laser Ti :Saphir, est polarisé par un prisme Glan-Taylor et est focalisé dans la cellule, avec un col de 400 µm. A la sortie de la cellule, le faisceau signal, de polarisation orthogonale à celle de la pompe, est séparé de la pompe avec un cube polariseur et ses fluctuations sont analysées au moyen d'une détection homodyne optique, dans laquelle la pompe sert d'oscillateur local. La phase relative entre l'oscillateur local et le faisceau signal peut être balayée au moyen d'une cale pièzo-électrique pilotée par une tension. Le signal de détection homodyne est obtenu par soustraction des photocourants issus de deux photodiodes placées de part et d'autre d'une lame 50/50 sur laquelle sont combinés le signal et la pompe avec la même polarisation ; il est enregistré avec un analyseur de spectre radiofréquence qui fournit le niveau des fluctuations du champ signal selon la phase de l'oscillateur local, à une fréquence d'analyse choisie dans la bande 1-20 MHz.

La puissance de la pompe est variée entre 10 mW et 160 mW et le désaccord entre 50 MHz et 1 GHz. Pour chaque couple de valeur de la puissance et du désaccord, et pour chaque fréquence d'analyse, le niveau de bruit est enregistré en fonction de la phase, comme illustré figure *1.b* pour une puissance de pompe de 120 mW, un désaccord de 600 MHz par rapport à la transition $F = 2 \rightarrow F' = 2$ de la raie D1 du ^{87}Rb et une fréquence d'analyse de 2 MHz. On en déduit un minimum de bruit, susceptible de passer sous la limite quantique standard ; la figure *1.a* constitue un spectre des minima de bruit obtenus en faisant varier la fréquence d'analyse, par rapport à la limite quantique standard : on a donc compression du vide sur toute la bande de 1 à 20 MHz, avec un minimum de bruit de -1,3 dB autour de 2,5 MHz – on dit que l'on a 1,3 dB de « compression ».

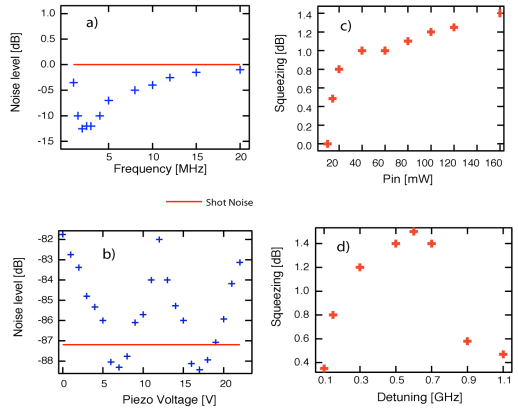


Fig. 1 *:* ***b)*** Variation du bruit à 2 MHz avec la phase, pour 120 mW de pompe et 600 MHz de désaccord par rapport à transition F=2 → F'=2 de la raie D1 du ^{87}Rb. ***a)*** Spectre des minima du bruit pour des fréquences variant de 1 à 20 MHz, par rapport au bruit quantique standard ; la valeur absolue du minimum du spectre est la « compression » ***c)*** Compression en fonction de l'intensité de la pompe (désaccord : 600 MHz). ***d)*** Compression en fonction du désaccord (pompe :120 mW).

La figure *1.c* illustre la variation de la compression avec l'intensité de pompe, à désaccord fixé : on observe une « saturation » au-delà de 40 mW, avec un maximum de 1,4 dB pour 160 mW. A une puissance donnée, la variation de compression avec le désaccord (figure *1.d*) présente un maximum.

Avec 160 mW de pompe, nous avons observé une compression maximale de 1,5 dB (soit 2,2 dB après correction des pertes) pour un désaccord de 700 MHz, ce qui rend le vide comprimé produit résonant avec la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$ du ^{85}Rb et qui permet d'envisager de stocker, dans une cellule de ^{85}Rb, du vide comprimé produit avec du ^{87}Rb.

Références

[1] K. Honda et *al.*, « *Storage and Retrieval of a Squeezed Vacuum* », Phys. Rev. Lett. **100**, 093601 (2008). J. Appel *et al.*, « *Quantum Memory for Squeezed Light* », Phys. Rev. Lett. **100**, 093602 (2008).

[2] H.-J. Briegel,W. Dur, J. I. Cirac, and P. Zoller, « *Quantum repeaters: The role of imperfect local operations in quantum communication* », Phys. Rev. Lett. **81**, 5932 (1998).

[3] J. Wenger, R. Tualle-Brouri et P. Grangier, « *Non Gaussian statistics from individual pulses of squeezed light* », Phys. Rev. Lett. **92**, 153601 (2004).

[4] A. Ourjoumstev, R. Tualle-Brouri, J. Laurat, and P. Grangier, « *Generating Optical Schrödinger Kittens for Quantum Information Processing* », Science 312, **83** (2006).

[5] A. B. Matsko *et al.*, « *Vacuum squeezing in atomic media via self-rotation* », Phys. Rev. A **66**, 043815 (2002)

[6] M. T. L. Hsu et *al.*, « *Effect of atomic noise on optical squeezing via polarization self-rotation in a thermal vapor cell* », Phys. Rev. A 73, 023806 (2006)

Analyse et contrôle de la relaxation dipolaire dans un Condensat de Bose-Einstein de Chrome

G. Bismut[1,*], B. Pasquiou[1], Q. Beaufils[1], A. Crubellier[2], B. Laburthe-Tolra[1], E. Maréchal[1], P. Pedri[1], L. Vernac[1] et O. Gorceix[1]

1. Laboratoire de Physique des Lasers, UMR7538, CNRS, Université Paris Nord, 93430 Villetaneuse, France
2. Laboratoire Aimé Cotton, CNRS II, Bâtiment 505, Campus d'Orsay, 91405 Orsay Cedex, France
** gabriel.bismut@univ-paris13.fr*

Résumé : Nous étudions la relaxation dipolaire dans un condensat de Bose-Einstein de chrome. En accord avec des prédictions théoriques dans l'approximation de Born, le paramètre de relaxation dipolaire augmente avec le champ magnétique. Nous observons cependant une forte réduction de la relaxation dipolaire à une valeur non nulle de ce champ. Cette diminution est liée à la présence d'un nœud dans la fonction d'onde de collision, et peut être utilisée pour déterminer la longueur de diffusion des atomes. Nous étudions également l'influence du confinement par un réseau optique et observons une réduction de la relaxation dipolaire en dimensions réduites.

Mots-clés : Condensat de Bose-Einstein, collisions inélastiques

1. Introduction

Du fait de son caractère à longue portée et anisotrope, l'interaction dipôle-dipôle modifie qualitativement les propriétés des condensats de Bose-Einstein (état fondamental et excitations collectives) [1].

La relaxation dipolaire est une autre des conséquences de l'interaction dipôle-dipôle. Le caractère anisotrope de cette dernière autorise une non conservation du moment magnétique qui est couplé au moment cinétique de rotation relative de ces particules. Ce mécanisme, qui se manifeste dans un champ magnétique par une modification de l'énergie potentielle Zeeman et donc de l'énergie cinétique, définit la relaxation dipolaire.

Le Chrome est à l'heure actuelle le seul élément à fort moment dipolaire pour lequel la dégénérescence quantique a été atteinte [2,3]. Il se prête donc particulièrement bien à l'étude de tous ces phénomènes.

2 Méthode expérimentale

Dans nos expériences, les atomes de ^{52}Cr, de spin $S = 3$, préalablement condensés dans l'état $m = -3$ (l'état minimal en énergie, pour lequel toute collision inélastique à deux corps est énergétiquement interdite à basse température), sont transférés à l'aide de sweeps radiofréquence dans l'état d'énergie plus élevée $m = +3$. La relaxation dipolaire est alors exothermique et se manifeste par une augmentation de l'énergie cinétique des atomes qui la subissent, de $\Delta E = g\mu_B B$. Si cette énergie est supérieure à la profondeur du piège, la relaxation se traduit par des pertes, sinon, la relaxation dipolaire se traduit par un échauffement du gaz. On relie le taux de relaxation dipolaire Γ à un paramètre de perte β par la relation $\Gamma = \beta n$, où n est la densité atomique.

3. Relaxation dipolaire et longueur de diffusion

Dans un premier temps, nous mesurons le paramètre de relaxation dipolaire β en fonction du champ magnétique B dans lequel l'expérience est réalisée. Nos observations expérimentales sont les suivantes :

(i) Pour des champs magnétiques faibles, le paramètre de relaxation dipolaire varie comme $\sqrt{B}$. Nos mesures sont alors en très bon accord quantitatif avec des prédictions théoriques basées sur l'approximation de Born. Le taux de relaxation dipolaire s'interprète ainsi par une règle d'or de Fermi : il est simplement relié au produit du carré de l'élément de matrice de couplage, et de la densité d'état à l'énergie de sortie, qui varie bien en $\sqrt{B}$.

(ii) Nous observons en outre une forte réduction de la relaxation dipolaire pour un champ magnétique non nul donné (autour de 3.7 G). Le paramètre β est alors réduit d'un facteur supérieur à 20 par rapport au modèle théorique évoqué en (i).

Nous avons développé un modèle théorique pour expliquer les observations expérimentales décrites en (ii). La forte réduction de la relaxation dipolaire à 3.7 G est l'effet d'un nœud de la fonction d'onde de collision des atomes en onde s. Lorsque ce nœud coïncide avec la distance typique à laquelle a lieu la relaxation dipolaire (c'est-à-dire la position du point tournant interne du canal de sortie, qui dépend de l'énergie de sortie, et donc du champ magnétique) le couplage entre le canal d'entrée et le canal de sortie est fortement diminué. Les conclusions de notre étude sont les suivantes :

(iii) La diminution de la relaxation dipolaire à 3.7 G peut être utilisée pour déterminer la position du nœud de la fonction d'onde de collision, et donc la longueur de diffusion des atomes.

(iv) Bien que l'interaction dipôle-dipôle soit une interaction à longue portée $\left(\text{en}\,\frac{1}{R^3}\right)$, à basse température (et même pour un gaz non condensé) seule l'onde partielle l=0 contribue à la relaxation dipolaire. Ceci est d'un intérêt particulier pour l'étude des fermions dipolaires puisque ces derniers ne diffusent qu'en ondes partielles impaires. Nous pouvons ainsi prédire que des fermions dipolaires seront stables par relaxation dipolaire.

4. Réduction de la relaxation dipolaire en dimensionnalité réduite

Nous étudions maintenant l'influence d'un fort confinement selon l'axe d'un réseau optique sur la relaxation dipolaire dans le cas d'un BEC. De par la forte réduction de la densité d'états, due au confinement, nous nous attendons à une réduction conséquente de la relaxation dipolaire.

Dans nos expériences, le réseau optique est de profondeur telle que si un BEC de Chrome est chargé suffisamment lentement dans le réseau, nous obtenons une collection de BECs 2D indépendants localisés dans chacun des sites du réseau.

Dès que les atomes sont transférés dans l'état de plus haute énergie $m = +3$, nous observons un chauffage très rapide dû à la relaxation dipolaire. Si l'énergie relâchée par relaxation dipolaire ΔE est inférieure à l'écart entre les niveaux énergétiques vibrationnels du réseau (environ 100kHz), le peuplement des bandes excitées du réseau par la relaxation dipolaire est énergiquement impossible ce qui réduit le taux de relaxation dipolaire. Les taux de chauffage mesurés dans le réseau optique sont présentés Figure 1. Nous remarquons une forte diminution du taux de chauffage lorsque la fréquence de Larmor devient inférieure à typiquement 200 kHz. Une analyse de ce taux de chauffage montre que le paramètre de relaxation dipolaire dans le réseau est réduit d'environ un facteur 10 lorsque toute excitation vibrationnelle dans le réseau devient énergétiquement interdite.

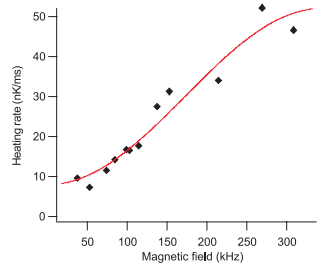


Fig. 1 : Taux de chauffage dans le réseau optique

5. Conclusion

Nos études montrent qu'il est possible de réduire le taux de relaxation dipolaire dans un condensat dipolaire, en modifiant le champ magnétique et/ou la dimensionnalité du système. Ces résultats ouvrent de nouvelles perspectives quant à l'étude des effets dipolaires dans le contexte de la physique des spinors, et plus généralement en ce qui concerne la stabilité de gaz dégénérés fortement dipolaires.

6. Remerciements : Ce travail bénéficie du soutien du MESR (CPER et PPF) et de l'IFRAF.

Références

[1] T. Koch, T. Lahaye, J. Metz, B. Fröhlich, A. Griesmaier, T. Pfau, "Stabilizing a purely dipolar quantum gas against collapse" *Nature Physics* **4**, 218 (2008).

[2] A. Griesmaier, J. Werner, S. Hensler, J. Stuhler and T. Pfau, "Bose-Einstein condensation of chromium" *Phys. Rev. Lett.* **94**, 160401 (2005).

[3] Q. Beaufils, R. Chicireanu, T. Zanon, B. Laburthe-Tolra, E. Marechal, L. Vernac, J. -C. Keller and O. Gorceix, "All-Optical Production of Chromium Bose-Einstein Condensates" *Phys. Rev. A* **77**, 061601 (R) (2008).

Absorption à deux photons non-dégénérés dans les semi-conducteurs en GaAs: une « courte-échelle quantique »

F. Boitier[1,*], J-B. Dherbecourt[1], A. Godard[1], E. Rosencher[1,2]
[1]DMPH Onera, The French Aerospace Lab, Chemin de la Hunière 91761 Palaiseau (France)
[2]Département de physique, Ecole Polytechnique, 91763 Palaiseau (France)
fabien.boitier@onera.fr

Résumé: La détection aux longueurs d'onde de la bande télécom est réalisée pour la première fois dans un photomultiplicateur en GaAs par absorption à deux photons non-dégénérés. L'énergie manquante pour absorber les photons du signal de faible puissance est fournie par les photons d'un faisceau de pompe plus intense,effet assimilable à une courte échelle quantique
Mots-clés : Détection télécom ; Absorption à deux photons

Pour faciliter leur mise en œuvres dans les réseaux fibré existant, les applications des technologies de l'information quantique se font aux longueurs d'ondes télécom (1,3 µm – 1,55 µm) [1]. Cependant, les compteurs de photons actuels, principalement des photodiodes à avalanches InGaAs/InP, ne permettent pas de tirer pleinement partie du potentiel des algorithmes de cryptographie du fait du nombre de coups sombres élevés (>10^5/s) [2]. D'autres parts, les détecteurs à base de Si ou de GaAs ne présentent que peu de coups sombres à température ambiantes mais du fait de leurs énergies de transition trop élevées, ils demeurent incapables de détecter directement des photons aux longueurs d'onde télécom. Une des premières approches pour pallier cette limite est d'introduire un cristal non-linéaire devant le détecteurs et ,par somme de fréquences, détecter un photon visible à l'aide d'une photodiode en silicium [2].

Malgré son bon rendement, cette dernière technique reste intrinsèquement limitée par les conditions drastiques d'accord de phase imposées par la somme de fréquences. Une autres techniques dont l'étude théorique a récemment été publiée propose de réaliser la conversion non-linéaire au sein d'un détecteur, directement par l'utilisation de l'absorption à deux photons (ADP) non-dégénérés (ND-) comme schématisé sur la Fig. 1(a) [3]. Une des conditions pour obtenir un dispositif de détection efficace est que l'énergie du photon de pompe $\hbar\omega_p$ soit inférieure au demi-gap du détecteur : ainsi l'ADP dégénéré (D-) de la pompe ne se produira pas en dépit d'une puissance de pompe élevée. Parmi les principaux avantages de ce dispositif, on peut noter qu'il n'est pas nécessaire d'ajouter un étage de conversion introduisant des contraintes d'accord de phase.

Nous rapportons ici la première démonstration expérimentale de cette technique. Nous utilisons le GaAs, un semi-conducteur à gap direct, pour profiter de son coefficient d'absorption à deux photons élevé [4]. Les photons « signal » à 1,55 µm sont détectés par un photomultiplicateur en GaAs et les photons pompe sont issus d'un laser Tm^{3+} à 1,9 µm. De façon schématique, les photons de pompes à 1,9 µm font « la courte échelle quantique» aux photons signal à 1,55 µm par le biais de ND-ADP dans la photocathode en GaAs. Les détails expérimentaux décrit sur la fig. 1(b) peuvent être consulté dans la réf. [5].

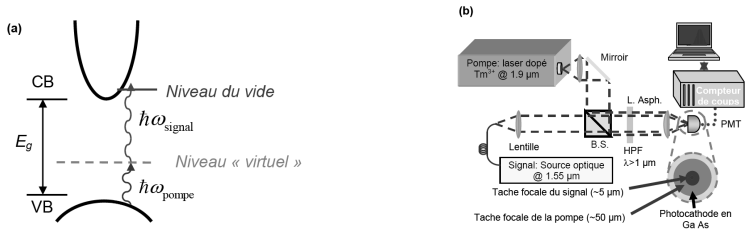


Fig. 1. Détection par absorption à deux photons non-dégénérés (ND-ADP): un photon de pompe promeut un électron de la bande de valence sur un niveau virtuel dans la bande interdite du semi-conducteur. Un second photon (signal) complète alors la transition vers un état réel de la bande de conduction (a). Dispositif expérimental : deux faisceaux collimatés sont combines par un cube séparateur (BS). Les photons parasites de trop haute énergie sont éliminés par un filtre passé haut (HPF). Puis les faisceaux sont focalisés par une lentille asphérique sur une photocathode en GaAs. La taille du faisceau de pompe est choisit de manière à recouvrir largement celle du faisceau signal (b).

Un traitement semi-classique de l'ADP permet de déterminer le nombre moyen de photoélectron $\langle n\rangle$ émis dans la zone de charge d'espace du GaAs, donné par $\langle n\rangle = \langle n_{s,s}\rangle + \langle n_{p,p}\rangle + \langle n_{s,p}\rangle = \eta_s P_s^2 + \eta_p P_p^2 + \eta_{s,p} P_s P_p$ où $\langle n_{s,s}\rangle$ et $\langle n_{p,p}\rangle$ sont les nombres de coups dus à la D-ADP du signal et de la pompe respectivement, tandis que $\langle n_{s,p}\rangle$ est le celui due à la ND-ADP [4]. P et η représentent la puissance et l'efficacité associées à leur source respective écrite en indice. Les efficacités quantiques des D-ADP et ND-ADP sont reliés aux coefficients d'ADP β et à la taille de la tache focale par les relations $\eta_s \propto \beta_s / [S_s]_{GaAs}$ et $\eta_{s,p} \propto \beta_{s,p} / [S_{s\cap p}]_{GaAs}$ ou S_s et $S_{s\cap p}$ désignent la surface de la tache signal et celle du recouvrement entre les faisceaux sur la photocathode [6].

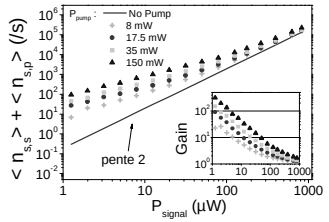


Fig. 2. Nombre de coups/sec d'ADP dus à l'action combinée des photons signal et pompe, à différentes puissances de pompe, en fonction de la puissance du signal. L'expérience mélange les ADP « signal + signal » et « signal + pompe ». L'insert montre le gain de détection par rapport à la D-ADP seule, c'est-à-dire sans la pompe.

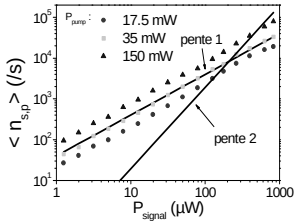


Fig. 3. Nombre de coups/sec dus à la ND-ADP $\langle n_{s,p}\rangle$ (c'est à dire "signal +pompe") en fonction de la puissance signal pour différente intensités de la pompe. Les deux droites représentent une évolution linéaire (pente de 1) et quadratique (pente de 2).

La Fig. 2. montre l'évolution du nombre de coups en fonction de la puissance signal pour différentes intensités de la pompe. Sur cette figure, les coups du à la D-ADP de la pompe seule ont été soustrait. En effet, le terme $\eta_p P_p^2$ n'est pas strictement nulle du fait de défaut profond dans la photocathode mais la figure représente uniquement les coups d'ADP dégénérés (droite) et non dégénérés : $\langle n_{s,s}\rangle + \langle n_{s,p}\rangle$.

L'introduction d'un champ de pompe permet clairement d'amplifier le nombre de coups d'ADP (jusqu'à 300 fois), ce qui est mis en évidence dans l'insert de la figure 2. Cette amplification décroit cependant lorsque la puissance du signal augmente jusqu'à ce que l'D-ADP devienne plus efficace que la ND-ADP. Cette contribution de la ND-ADP est calculée en soustrayant la contribution du à la D-ADP du signal à 1,55 µm (droite), donnée par $\langle n_{s,p}\rangle = \langle n\rangle - \langle n_{s,s}\rangle - \langle n_{p,p}\rangle$. Ces résultats, présentés sur la figure 3, montre la variation de la réponse de la ND-ADP en fonction de la puissance signal pour différentes puissances de pompes. Comme attendue pour une détection hétérodyne, la variation de la réponse est bien linéaire. Dans l'approximation des faisceaux gaussiens et en prenant en compte le recouvrement entre les taches signal et pompe, l'efficacité demeure constante $\eta_{s,p}$ = 2.18×10^{-3} cm^4/W^2 pour des puissances de pompe allant jusqu'à 3.5×10^3 W/cm^2 mais décroit lorsque la puissance de la pompe dépasse ce seuil, ceci probablement du fait d'effets thermiques.

Ce dispositif simple, compact, présentant très peu de coups sombres fonctionne sur toute la largeur de bande télécom en utilisant un effet de « courte échelle quantique » . L'apport d'énergie nécessaire pour la détection de photons infrarouge dans le GaAs est donné par une pompe de haute intensité donnant lieu à une absorption à deux photons non-dégénérée. Il est ainsi possible de tirer partie du faible nombre de coups sombres des détecteurs à grand gap (comme le Si ou le GaAs) pour détecter des photons da faible énergie. Même si à l'heure actuelle, les processus non-linéaires de somme de fréquence ont une efficacité bien meilleur, les techniques ND-ADP offre un fort potentiel, tant en terme de bande passante qu'en terme d'efficacité, puisque que l'utilisation de détecteur guide d'onde améliorait le rendement plusieurs ordres de grandeurs.

Références

[1] Ribordy, G., J. Brendel, J.-D. Gautier, N. Gisin and H. Zbinden, "Long-distance entanglement-based quantum key distribution," *Phys. Rev. A* **63**, 012309 (2000).
[2] C. Langrock, E. Diamanti, R. V. Roussev, Y. Yamamoto, M. M. Fejer, and H. Takesue, "Highly efficient single-photon detection at communication wavelengths by use of upconversion in reverse-proton-exchanged periodically poled LiNbO3 waveguides," *Opt. Lett.* **30**, 1725 (2005).
[3] Hayat, A., P. Ginzburg and M. Orenstein, "Infrared single-photon detection by two-photon absorption in silicon," *Phys. Rev. B* **77**, 125219 (2008).
[4] Sheik-Bahae, M., J. Wang, R. DeSalvo, D.J. Hagan and E.W. Van Stryland, "Measurement of nondegenerate nonlinearities using a two-color Z scan," *Opt. Lett.* **17**, 258 (1992).
[5] F. Boitier, J-B. Dherbecourt, A. Godard and E. Rosencher, "Infrared quantum counting by nondegenerate two photon conductivity in GaAs,"Appl. Phys. Lett. **94**, 081112 (2009)
[6] Hutchings, D.C. and E.W. Van Stryland, "Nondegenerate two-photon absorption in zinc blende semiconductors," J. Opt. Soc. Am. B **9**, 2065 (1992).

Mémoire Quantique avec des Ensembles Atomiques

Sidney Burks, Jérémie Ortalo, Pietro Lombardi, Michael Scherman, Lambert Giner, Oxana Mishina, Alberto Bramati, Julien Laurat, Elisabeth Giacobino
Laboratoire Kastler Brossel, Université Pierre et Marie Curie, Ecole Normale Supérieure, CNRS, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France
julien.laurat@upmc.fr

Résumé : Les protocoles de répéteurs quantiques reposent sur le stockage de lumière dans des mémoires quantiques. Nous avons montré expérimentalement que l'état quantique d'un faisceau lumineux peut être transféré à une cohérence Zeeman de grande durée de vie par transparence induite électro magnétiquement dans une vapeur de césium. Deux quadratures du champ qui ne commutent pas sont stockées simultanément puis relues sans leur ajouter de bruit. Afin de stocker des états non-classiques du rayonnement, un oscillateur paramétrique optique a été réalisé et permet d'obtenir plus de 50% de compression de bruit.

Mots-clés : information quantique, mémoire quantique, oscillateur paramétrique optique, compression de bruit

For communications as well as for computation, memory registers and repeaters are essential devices. Developing registers for quantum variables requires completely different concepts than for classical data. A classical memory relies on the measurement of some quantity, followed by its storage in an appropriate register, and on the reverse operation for the read-out. At the quantum level, measurement, as a general rule, modifies the measured quantity, and it is for example impossible to measure at the same time two non-commuting variables such as the intensity and the phase of a light beam. A quantum memory must thus rely on innovative concepts, which involve a direct and efficient coupling between light and matter, allowing reversible mapping of quantum photonic information into and out of the material system.

We have used ensembles of three-level atoms in a Λ configuration, with two ground states and one excited state. The storage protocol relies on two light fields, the control field and the signal field, that interact with the atoms, with frequencies close to resonance with the two atomic transitions. For optimal efficiency, the two-photon resonance must be fulfilled. The control field is a strong, classical field that makes the medium transparent by way of EIT for the signal field to be stored. The signal field is a very weak coherent field. If the control field is strong enough, the atomic medium becomes transparent for the signal field, and the refractive index acquires a very high slope as a function of frequency in the vicinity of the one-photon resonance. Thus the group velocity for the signal field is strongly reduced and the signal pulse can even be stopped.

When the signal pulse is entirely inside the atomic medium, and after a write time that is on the order of the characteristic interaction time between atoms and fields, the control and signal fields can be switched off. The two quadratures of the signal field are then stored in two components of the ground state coherence. For read-out, the control field is turned on again. The medium emits a weak pulse, similar to the original signal pulse that goes out of the medium together with the control field.

Our experimental scheme is based on an atomic ensemble made of Cesium atomic vapour and uses the 6S1/2 (F=3)-6P3/2(F=2) transition. A paraffin coated cell was used to preserve the ground state coherence and the cell was placed in a three-layer magnetic shield, containing coils producing a magnetic field of about 1.G. The control and signal fields, produced by the same Ti-sapphire laser interact with the atoms in a 3-level scheme where the electromagnetically induced transparency (EIT) conditions are fulfilled. In order to fulfil the two-photon resonance, the detuning between the control and signal beams was set to be equal to the Zeeman shift between the two concerned sub-levels. Two electro-optic modulators were used to produce a single modulation side band from the main laser, which was sent as the signal field for storage in the vapour.

We have shown that the experiment allows storage of the two quadratures of a signal made of a very faint pulse in the atomic ensemble and its subsequent retrieval [1]. The storage efficiency decreases rapidly with the storage time, with a time constant ~10µs, due to spin relaxation in the ground state, in particular because of stray magnetic fields and collisions. The (amplitude) efficiency is of the order of 10% for a storage time of 10µs and can reach 21% for a short storage time with a strong control field. With the experimental parameters used here, models predict much higher efficiencies, of the order of 35% and no excess noise. The discrepancy can be attributed to the fact that the D2 line of Cesium is far from a simple Λ scheme, and to decoherence effects in the lower levels. A critical feature for a quantum memory is the noise characteristics of the outgoing signal. A detailed study of the variance using the T-V criterion for the outgoing signal shows that very little excess noise is added in the case of 10% efficiency, and that the memory then does operate in the quantum regime [2].

The next step under investigation is the storage of non-classical squeezed light, into the atomic ensemble. To reach this goal, we have constructed a source of squeezed light at the Cesium D2 transition frequency, 852nm, using an optical parametric oscillator (OPO) [3]. 50% of noise reduction down to 50 kHz has been obtained with this doubly resonant OPO operating below threshold, using a periodically-poled KTP crystal. This light is directly utilizable with Cesium atomic ensembles for quantum networking applications

Our setup represents the first usage of a PPKTP crystal for creating squeezed light at 852nm. A continuous-wave Ti:Sapphire laser locked on the cesium *D*2 line is frequency-doubled in a bow-tie cavity with a type-I 20 mm long periodically-poled KTP crystal. By supplying 600 mW of light at 852 nm, we obtain 200 mW of 426 nm cw-light. This beam pumps a doubly-resonant OPO containing another PPKTP crystal.

The crystal temperatures are actively controlled, and both cavities have the same folded-ring design. The crystals are placed between high-reflecting mirrors. The input mirror for the doubler has a transmission of 12%, and the output mirror for the OPO of 7%. In this configuration, the OPO threshold is measured to be 90 mW. The homodyne detection is based on a pair of balanced high quantum efficiency Si photodiodes (FND-100, quantum efficiency: 90%). The light from the Ti:Sapphire laser is used after initially being transmitted into a single mode fiber, which improves the matching of the cavities and enables a high contrast for the homodyne detection interference. The fringe visibility reaches 0.96. The shot noise level of all measurements is easily obtained by blocking the output of the OPO.

After setting the blue pump power to 75 mW and fixing the noise analysis frequency at 1.5 MHz, we obtain 3 dB of squeezing, with an excess noise on the anti-squeezed quadrature around 9 dB. The stability of the setup and noise of the laser are important parameters here. In particular, the lock beam power needs to be decreased as much as possible to avoid noise coupling into the device. In our setup, squeezing is finally detected down to 25 kHz, and 3 ± 0.5 dB are observed for the 100-500 kHz frequency range. The presence of low-frequency sideband squeezing is a requisite for future quantum networking applications such as the storage of squeezed light by EIT, where the transparency window width is a limiting factor.

Références

[1] J. Cviklinski, et al. Phys. Rev. Lett. 101, 133601 (2008)
[2] J. Ortalo et al. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 42, 11 (2009)
[3] S. Burks et al. Optics express 17, 5 (2009) 3777

Un très grand nuage d'ions dans un piège multipolaire et son refroidissement laser

C. Champenois*, M. Marciante, J. Pedregosa, G. Hagel, M. Houssin et M. Knoop

PIIM, Université de Provence/CNRS, Centre de St. Jérôme, Case C21, 13397 Marseille Cedex 20, France
⋆ Caroline.Champenois@univ-provence.fr

Résumé : Des ions confinés dans des champs radiofréquence sont parmi les meilleurs candidats pour la réalisation d'étalon de fréquence ou l'information quantique. Dans la quasi-totalité des expériences concernées, c'est la géométrie quadrupolaire qui est retenue car bien adaptée au piégeage d'ion unique ou de chaînes d'ions. Des expériences d'optique quantique suggèrent l'intérêt de piéger un grand nombre d'ions. Dans certaines conditions, la géométrie quadrupolaire peut ne pas être le meilleur choix. Nous présentons la motivation et la conception d'une nouvelle expérience visant à piéger un très grand nuage d'ions dans un champ multipolaire. L'auto-organisation du nuage et la répartition des ions dans le piège sont comparées à celles obtenues dans piège quadrupolaire. L'analogue en multipole à une chaîne d'ions en quadrupole sera aussi introduit ainsi qu'un processus de refroidissement laser adapté à cette nouvelle structure d'équilibre.
Mots-clés : piège radiofréquence multipolaire, cristal d'ions

1 Motivation

Ions trapped by rf fields are among the best candidates for the realization of optical frequency standards or quantum information manipulation. Until now, these experiments have been realized with single ions or chains of few ions, in quadrupole traps. It could be interesting to use a larger number of ions, for example to increase the stability of optical clocks or to realize quantum memories with specific entanglement protocols. In these conditions, the quadrupole symmetry may not be the best choice for the confinement of ions, as higher-order traps allow to confine large samples with reduced micromotion. Fig. 1 shows the isopotential lines of two traps of different geometry.

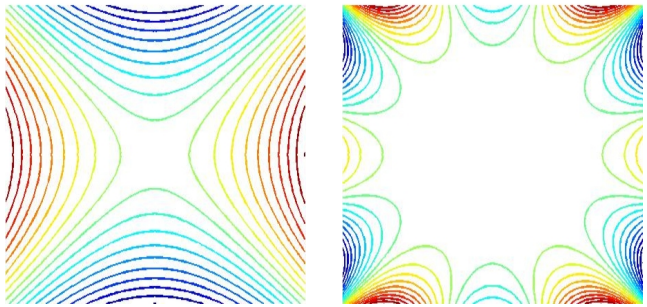


Fig. 1: Isopotential lines in two traps of different geometry (left: quadrupole, right: dodecapole)

2 Scaling of a Prolate Cloud in a Multipole Trap

We are currently designing a multipole linear trap and we present the numerical and analytical analysis of the density profile we used to scale our trap. The analysis takes into account the competition between the trapping field and the Coulomb repulsion and can be done using a mean field approach when a sufficiently large sample is trapped. This mean field approach, called non-neutral plasma, has been developed originally for large samples of charged particles in Penning traps [1]. It can be naturally extended to rf quadrupole traps [2]. We propose to use this method in the context of higher order linear traps to study the dependence of the density profile with the temperature and find the scaling laws for the size of a large cloud in such a trap [3].

3 Proposition for a sub-Doppler Laser Cooling Scheme for Ions in Multipole Traps

The typical excitation scheme used for high-precision spectroscopy and manipulation of ions in quadrupole traps is based on the sideband Doppler spectra induced by the oscillating motion of ions in such traps. This scheme may not be relevant anymore in multipole traps where the pseudopotential is not harmonic. Therefore, a cooling process that does not rely on resolved sidebands can be of great help to cool ions to temperature lower than the Doppler limit. To that purpose, we propose to use a two-photon two-color interaction process exciting the Ca^+ $4S_{1/2}$-$3D_{3/2}$ electric quadrupole and $3D_{3/2}$-$4P_{1/2}$ electric dipole transition. This protocol has been exploited numerically and demonstrated experimentally for calcium ions in a linear quadrupole trap [4, 5].

Références

[1] Dubin, D. H. E. and O'Neil, T. M. *Rev. Mod. Phys.* **71**(1), 87 Jan (1999).

[2] Cutler, L., Flory, C., Giffard, R., and McGuire, M. *Appl. Phys. B* **39**, 251 (1986).

[3] Champenois, C. *J. Phys. B* **15** (2009).

[4] Champenois, C., Hagel, G., Knoop, M., Houssin, M., Zumsteg, C., Vedel, F., and Drewsen, M. *Phys. Rev. A* **77**, 033411 (2008).

[5] Hendricks, R., Sørensen, J. L., Champenois, C., Knoop, M., and Drewsen, M. *Phys. Rev. A* **77**, 021401(R) (2008).

Influence de la diffusion Brillouin sur l'évolution de la polarisation d'une onde lumineuse se propageant dans une fibre optique fortement biréfringente

Julien Fatome, Stéphane Pitois et Guy Millot
Institut Carnot de Bourgogne (ICB), UMR 5209 CNRS / Université de Bourgogne, 9 av. Alain Savary, 21078 Dijon, France
Email : Guy.Millot@u-bourgogne.fr

Résumé : Nous étudions l'influence de la diffusion Brillouin sur les propriétés de polarisation d'une onde lumineuse se propageant dans une fibre optique fortement biréfringente. Nous montrons notamment que la saturation de puissance induite par l'effet Brillouin conduit à la formation d'une couronne sur la sphère de Poincaré.

Mots-clés : Fibre Optique Biréfringente, Diffusion Brillouin, Stabilisation de la Polarisation

1. Introduction

Dans de nombreux systèmes physiques, la polarisation de la lumière est souvent perçue comme un degré de liberté indésirable que l'on souhaiterait contrôler aussi précisément que possible. S'il existe un grand nombre de dispositifs permettant de contrôler la polarisation, les systèmes basés sur un contrôle électronique rétro-actif sont actuellement les seuls permettant de maintenir un état de polarisation constant sans introduire de pertes dépendantes de la polarisation. Malheureusement, ces systèmes sont souvent complexes à mettre en œuvre et les temps de réponse ne permettent pas d'absorber des variations brusques et rapides de la polarisation. Une solution alternative consiste à contrôler l'état de polarisation de la lumière par l'intermédiaire d'effets non linéaires. Des études récentes ont ainsi montré qu'il était possible de manipuler la polarisation grâce à des processus non-linéaires apparaissant dans des fibres optiques [1-3] ou des cristaux photoréfractifs [4]. Parmi les effets impliqués apparaissent le mélange à quatre ondes dans des fibres isotropes [1] et les diffusions Raman [2] et Brillouin [3] dans des fibres présentant une biréfringence aléatoire. Dans cette étude, nous étudions la propagation d'une onde lumineuse dans une fibre optique fortement biréfringente et nous montrons théoriquement et expérimentalement que la diffusion Brillouin permet, grâce à un effet de saturation de la puissance, de stabiliser la polarisation du signal laser se propageant dans la fibre. Cet effet se manifeste notamment par la formation d'une couronne lorsque la polarisation est représentée sur la sphère de Poincaré.

2. Approche théorique

L'effet de stabilisation de la polarisation par effet Brillouin que nous reportons ici peut être modélisé en utilisant les équations suivantes pour reproduire la saturation de la puissance en sortie de la fibre fortement biréfringente :

$$P_x^{out} = P_{sat} \times \tanh(\alpha\, P_x^{in} / P_{sat}), \quad (1)$$

$$P_y^{out} = P_{sat} \times \tanh(\alpha\, P_y^{in} / P_{sat}), \quad (2)$$

où P_x^{out} et P_y^{out} représentent les puissances de sortie selon les axes x et y, P_{sat} la puissance de saturation et α un coefficient tenant compte des pertes linéaires de la fibre. Afin d'étudier les conséquences de cet effet de saturation sur la polarisation de la lumière se propageant dans la fibre, le formalisme des vecteurs de Stokes et la représentation des états de polarisation sur la sphère de Poincaré peuvent être utilisés. En reportant les relations (1) et (2) dans les expressions habituelles des vecteurs de Stokes, nous obtenons alors les équations suivantes :

$$\begin{cases} S_1 = P_{sat}\left[\tanh(\alpha\, P_x^{in} / P_{sat}) - \tanh(\alpha\, P_y^{in} / P_{sat})\right] \\ S_2 = 2P_{sat}\sqrt{\tanh(\alpha\, P_x^{in} / P_{sat}) \times \tanh(\alpha\, P_y^{in} / P_{sat})}\cos(\varphi) \\ S_3 = 2P_{sat}\sqrt{\tanh(\alpha\, P_x^{in} / P_{sat}) \times \tanh(\alpha\, P_y^{in} / P_{sat})}\sin(\varphi). \end{cases} \quad (3)$$

où S_1, S_2 et S_3 sont les trois composantes du vecteur de Stokes de sortie et φ représente la différence de phase entre les axes x et y de la fibre. L'effet de stabilisation apparaît lorsque la puissance optique sur chaque axe devient supérieure à la puissance de saturation. On montre alors que, lorsqu'un signal dont la polarisation est brouillée est injecté dans la fibre, l'ensemble des états de polarisation en sortie de la fibre décrit une couronne sur la sphère de Poincaré. Soulignons que la formation de cette couronne est associée à une égalisation des puissances sur les axes de la fibre.

3. Résultats expérimentaux

Le dispositif expérimental utilisé pour observer la stabilisation de polarisation par effet Brillouin est représenté sur la figure 1. La lumière est issue d'une diode laser continue émettant au voisinage de 1555 nm. Un brouilleur (scrambleur) de polarisation permet de faire varier aléatoirement l'état de polarisation du signal à une cadence de 5 kHz. Après passage dans un amplificateur à fibre dopée Erbium, la lumière est injectée dans 500 m de fibre biréfringente fortement non-linéaire (PM-HNLF). Un circulateur est également inséré entre l'amplificateur et l'entrée de la fibre afin de mesurer et d'évacuer la lumière rétro-diffusée.

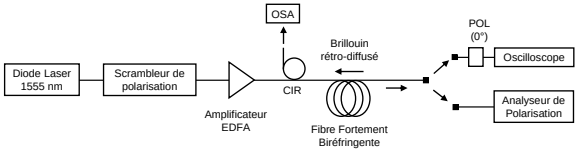


Fig. 1 : Dispositif expérimental

En sortie de fibre, la polarisation de la lumière est mesurée grâce à un analyseur de polarisation commercial. Le profil d'intensité du signal est également visualisé à l'aide d'un oscilloscope précédé d'un polariseur. Les figures 2(a) et 2(b) montrent les polarisations de sortie du signal projetées sur la sphère de Poincaré et mesurées expérimentalement à faible (10 mW) et haute (400 mW) puissance. Comme prévu par le modèle théorique, la formation d'une couronne dans le plan (S_1=0) est clairement visible.

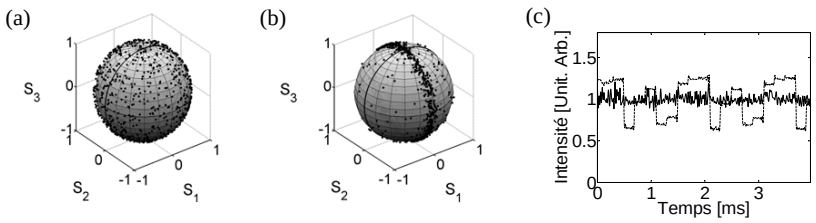


Fig. 2 : (a) et (b) : Polarisation de sortie du signal brouillé en polarisation représentée sur la sphère de Poincaré après propagation dans 500 m de fibre PM-HNLF pour une puissance moyenne de (a) 10 mW et (b) 400 mW. (c) : Profil d'intensité du signal brouillé en polarisation en sortie de fibre, après passage dans un polariseur, à basse (pointillé) et haute puissance (trait continu).

Finalement, nous avons étudié la stabilisation de l'état de polarisation du signal en visualisant le profil d'intensité après passage de la lumière dans un polariseur aligné selon une direction arbitraire. Les résultats sont illustrés sur la figure 2(c). Les traits pointillés représentent le profil d'intensité à basse puissance : les grandes variations de puissance observées sont liées au brouillage de la polarisation à la cadence de 5 kHz. A forte puissance, l'effet de stabilisation de la polarisation apparaît et les fluctuations d'intensité sont réduites de manière significative.

4. Conclusion

En conclusion, nous avons mis en évidence expérimentalement un effet de stabilisation de la polarisation induit par la diffusion Brillouin dans une fibre optique fortement biréfringente. Cet effet se traduit par la formation d'une couronne lorsque la polarisation de sortie est représentée sur la sphère de Poincaré. En insérant un polariseur à la sortie de la fibre, ce dispositif permet un contrôle tout-optique et une stabilisation efficace de l'état de polarisation de la lumière émergeant de la fibre optique.

5. Références

[1] S. Pitois, J. Fatome and G. Millot, Opt. Express 16, 6646-6651 (2008)
[2] L. Thevenaz, A. Zadok, A. Eyal and M. Tur, OFC 2008, papier OML7
[3] M. Martinelli, M. Cirigliano, M. Ferrario, L. Marazzi and P. Martelli, Opt. Express 17, 947-955 (2009)
[4] J.E. Heebner, R.S. Bennink, R.W. Boyd and R.A. Fisher, Opt. Lett. 25, 257-259 (2000)

Impact du profil de phase initial sur l'évolution asymptotique d'impulsions dans un amplificateur à fibre

Christophe FINOT [1], Lei WU [2]
[1] *Institut CARNOT de Bourgogne, UMR 5209 CNRS-Université de Bourgogne, Dijon, France*
[2] *Institute of Nonlinear Physics, Zhejiang Normal University, Zhejiang, 321004, Chine*
christophe.finot@u-bourgogne.fr

Résumé : Nous étudions numériquement l'impact d'une dérive de fréquence initiale ou d'un saut de phase initial sur la dynamique asymptotique d'une impulsion se propageant dans un amplificateur à fibre à dispersion normale. Nous montrons notamment que si l'enveloppe de l'impulsion reste correctement décrite par l'expression analytique d'un similariton parabolique, des structures sombres peuvent néanmoins se superposer à cette enveloppe.
Mots-Clés : Optique non-linéaire, autosimilarité, amplificateur à fibre

1 Introduction

Depuis sa mise en évidence en 2000 , la génération d'impulsions optiques autosimilaires dans des amplificateurs fibrés à dispersion normale a généré un intérêt croissant, tant d'un point de vue fondamental que d'un point de vue applicatif [1]. Il a en effet été montré que toute impulsion, quelle que soit sa forme initiale, tend asymptotiquement vers un profil d'intensité parabolique combiné à une dérive de fréquence linéaire [1, 2]. Autrement dit, l'impulsion similariton constitue un attracteur de ce système combinant gain, non-linéarité et dispersion normale [3].
Si l'influence du profil d'intensité initial (durée ou bien forme) a fait l'objet de plusieurs travaux [1-4], l'impact du profil de phase n'a, à ce jour, pas encore été spécifiquement étudié. En nous basant sur une configuration expérimentale existante pour laquelle des impulsions paraboliques ont pu être directement visualisées sur un oscilloscope rapide [5], nous allons successivement rechercher les conséquences d'une dérive de fréquence linéaire normale ou anormale, puis d'un saut de phase sur l'impulsion initiale.

2 Influence d'une dérive de fréquence initiale

Nous considérons tout d'abord une impulsion de forme gaussienne d'une durée temporelle à mi-hauteur de 80 ps et d'une énergie initiale de 6 pJ se propageant dans un amplificateur Raman distribué ayant une dispersion de 14.8 $ps^2.km^{-1}$, une non-linéarité Kerr de 4.6 $W^{-1}.km^{-1}$ et un gain de 1.8 $dB.km^{-1}$ [5]. L'évolution longitudinale du profil de l'impulsion est modélisée par l'équation de Schrödinger non-linéaire (ESNL) incluant un terme de gain constant. Nous avons représenté Fig. 1a l'évolution des largeurs temporelles et spectrales (largeurs rms) pour différentes dérives de fréquences initiales linéaires (chirp) caractérisées par leur pente (coefficient de chirp). L'évolution de ces deux paramètres est comparée à l'évolution asymptotique prédite par l'analyse autosimilaire de l'ESNL [1]. Nous constatons alors que les impulsions subissent un élargissement temporel et spectral exponentiel qui est, après une certaine distance de propagation, correctement décrit par la solution asymptotique. Dans le cas d'une dérive de fréquence initiale de pente négative, l'impulsion subit néanmoins avant d'atteindre ce régime asymptotique une étape de compression temporelle et spectrale [4].

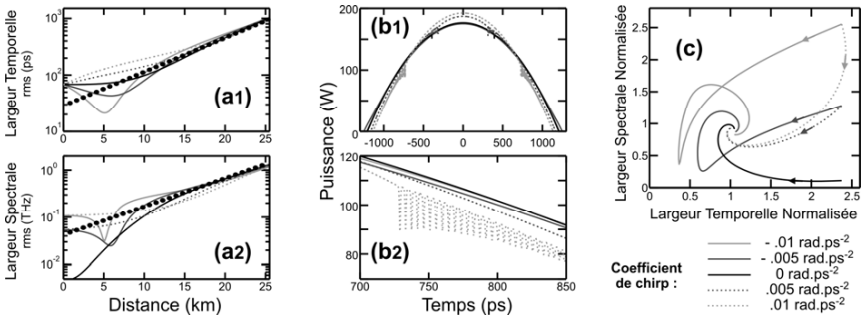


Fig. 1 : Dynamique d'impulsions initiales de 6 pJ ayant une largeur temporelle de 80 ps avec différents coefficients de dérive de fréquence linéaire initiale. (a) Évolution longitudinale de la largeur rms temporelle (a1) et spectrale (a2). Les résultats sont comparés avec les prédictions analytiques (cercles noirs). (b) profil d'intensité en sortie de l'amplificateur. (c) Trajectoire dans l'espace largeur temporelle / largeur spectrale.

Le détail du profil d'intensité montre que, pour certaines valeurs positives du coefficient de chirp, des résidus d'oscillations non-sinusoïdales subsistent. Ces oscillations résultent du battement initié par une étape intermédiaire de wave-breaking [6] qui évolue ensuite en raison de la non-linéarité et du gain vers des similaritons sombres [7]. L'impact significatif du signe de la pente du chirp initial se remarque également dans une représentation dans le plan largeur temporelle/largeur spectrale [3] avec des trajectoires vers l'attracteur extrêmement différentes.

3 Influence d'un saut de phase initial

Nous avons également considéré l'influence d'un saut de phase de π avec un temps de transition de 7 ps. La dynamique d'une impulsion gaussienne avec et sans ce saut de phase est décrite Fig. 2. Le diagramme Fig. 2a indique que les évolutions des largeurs temporelle et spectrale convergent rapidement vers une même évolution, les profils temporels d'intensité (Fig. 2b1) étant très proches. Il peut néanmoins être noté dans le cas de l'impulsion avec un saut de phase initial des trous de lumière ayant une certaine profondeur. Ces structures sont une conséquence du saut de phase initial et évoluent sur le profil parabolique de l'impulsion (Fig. 2c2), en subissant elles-mêmes une évolution auto-similaire marquée par une diminution de leur largeur temporelle [8].

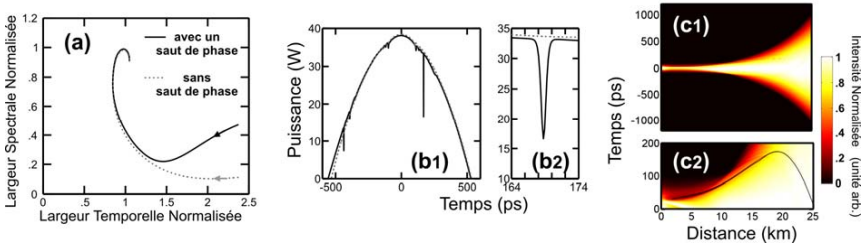


Fig. 2 : Influence d'un saut de phase initial de π. (a) Trajectoire dans l'espace largeur temporelle/largeur spectrale pour un pulse avec (ligne continue noire) et sans (ligne pointillée grise) saut de phase initial. (b1) profil temporel d'intensité à 20 km de propagation et détail de ce profil (b2) (c1) Évolution longitudinale du profil d'intensité et détail de l'évolution (c2) (ligne noire : trajectoire de la structure sombre).

4 Conclusions

Nous avons numériquement vérifié que la solution parabolique asymptotique décrivait correctement l'évolution de l'enveloppe d'une impulsion dans un amplificateur à fibre à dispersion normale, quel que soit le profil de phase appliqué à l'impulsion initiale. La trajectoire empruntée pour atteindre l'état asymptotique sera néanmoins affectée par la phase initiale. Nous avons mis en évidence que des sauts de phase initiaux pouvaient générer des structures autosimilaires sombres évoluant sur l'enveloppe parabolique. Ces conclusions obtenues dans le cadre d'une fibre optique peuvent être étendues à un guide d'onde amplificateur non-linéaire à gradient d'indice [9] pour lequel des formulations analytiques de la trajectoire du similariton sombre ont pu être proposées.

Références

[1] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey, "Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, pp. 6010-6013, 2000.
[2] C. Finot, G. Millot, and J. M. Dudley, "Asymptotic characteristics of parabolic similariton pulses in optical fiber amplifiers," *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 2533-2535, 2004.
[3] S. Wabnitz, "Analytical Dynamics of parabolic pulses in nonlinear optical fiber amplifiers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, pp. 507-509, 2007.
[4] C. Finot, F. Parmigiani, P. Petropoulos, and D. J. Richardson, "Parabolic pulse evolution in normally dispersive fiber amplifiers preceding the similariton formation regime," *Opt. Express*, vol. 14, pp. 3161-3170, 2006.
[5] K. Hammani, C. Finot, S. Pitois, J. Fatome, and G. Millot, "Real time measurement of long parabolic optical similaritons," *Electron. Lett.*, vol. 44, pp. 1239-1240, 2008.
[6] C. Finot, B. Kibler, L. Provost, and S. Wabnitz, "Beneficial impact of wave-breaking or coherent continuum formation in normally dispersive nonlinear fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, pp. 1938-1948, 2008.
[7] C. Finot and G. Millot, "Interactions of optical similaritons," *Opt. Express*, vol. 13, pp. 5825-5830, 2005.
[8] S. A. Ponomarenko and G. P. Agrawal, "Do solitonlike self-similar waves exist in nonlinear optical media ?," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p. 013901, 2006.
[9] L. Wu, J.-F. Zhang, L. Li, C. Finot, and K. Porsezian, "Similaritons interaction in nonlinear graded-index waveguide amplifiers," *Phys. Rev. A*, vol. 78, p. 053807, 2008.

Démonstration d'un système de cryptographie quantique à variables continues sur un réseau fibré existant

Simon Fossier[1,2,⋆], Eleni Diamanti[2], Thierry Debuisschert[1], Rosa Tualle-Brouri[2] et Philippe Grangier[2]

1. Thales Research & Technology France, 1 av. Augustin Fresnel, Campus Polytechnique, 91767 Palaiseau Cedex, France
2. Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique - CNRS - Univ. Paris-Sud 11, 2 av. Augustin Fresnel, Campus Polytechnique, 91127 Palaiseau Cedex, France

⋆ simon.fossier@institutoptique.fr

Résumé : Nous présentons un système complet de distribution quantique de clés utilisant des variables continues. Les signaux sont multiplexés en temps et en polarisation, et des codes correcteurs d'erreur LDPC rapides et efficaces sont utilisés pour la réconciliation. Une démonstration sur un réseau fibré existant a été réalisée, atteignant un taux de génération de clés secrètes en temps réel de 10 kbit/s à 15 km pendant 55 heures.

Mots-clés : cryptographie quantique, variables continues, codes correcteurs d'erreurs, LDPC.

1 Introduction

La cryptographie quantique permet à deux interlocuteurs, Alice et Bob, reliés par un canal quantique et un canal classique authentifié, d'extraire une clé aléatoire binaire qui reste inconnue à un espion éventuel, Eve. Plusieurs protocoles utilisent des variables continues de la lumière, telles que les quadratures d'un état gaussien. La clé est alors transmise en codant l'information de manière continue sur des variables conjuguées du champ électromagnétique. La sécurité découle des inégalités de Heisenberg qui y sont associées.

Nous décrivons ici l'implémentation complète d'un protocole de cryptographie quantique fondé sur des états cohérents [1]. Les quadratures $\hat{X}$ et $\hat{P}$ d'une série d'impulsions laser sont modulées en amplitude et en phase suivant une distribution gaussienne centrée. Ces états cohérents sont ensuite transmis par le canal quantique, parallèlement à une référence de phase, ou oscillateur local. Après réception, Bob mesure de manière aléatoire l'une des deux quadratures, en faisant interférer le signal et l'oscillateur local dans une détection homodyne impulsionnelle, limitée par le bruit de photon. Un tel protocole ne nécessite pas de composants spécifiques tels que des compteurs de photons. Après cette transmission quantique, Alice et Bob partagent un ensemble de données gaussiennes corrélées. Une fraction de celles-ci est révélée publiquement sur le canal classique, de manière à déterminer les paramètres de la transmission quantique. La partie restante est utilisée pour établir une clé, fondée sur les données mesurées par Bob [2]. Nous utilisons pour ce faire un protocole classique de correction d'erreurs fondé sur des codes unidirectionnels LDPC (Low-Density Parity-Check), puis un algorithme d'amplification de confidentialité.

2 Implémentation expérimentale

Le système présenté sur la figure 1 est entièrement composé de fibres optiques standard et de composants télécom fonctionnant à 1550 nm. La diode laser d'Alice produit des impulsions de 100 ns toutes les 2 microsecondes. Elles sont ensuite séparées en un oscillateur local intense (typ. 10^9 photons) et un signal faible (typ. 10 photons). Alice impose à chaque impulsion-signal deux valeurs de quadratures X et P choisies selon une distribution gaussienne, centrée sur zéro et de variance VN_0 (où N_0 est la variance du bruit de photon), en utilisant des modulateurs de phase et d'amplitude. L'oscillateur local et le signal sont ensuite multiplexés en temps et en polarisation dans la fibre optique de transmission, de manière à éviter les dérives relatives de phase et de polarisation pendant la propagation.

Après la transmission, Bob démultiplexe tout d'abord le signal et l'oscillateur local. Il effectue ensuite la mesure en ajustant la phase de l'oscillateur local avec un modulateur de phase selon une quadrature choisie aléatoirement, et en le faisant interférer avec le signal dans une détection homodyne équilibrée, qui utilise des photodiodes InGaAs rapides.20 % des impulsions sont utilisées pour la calibration et la synchronisation. Une autre fraction (50 %) est de même extraite et révélée publiquement, ce qui permet de mesurer en continu la transmission du canal et le bruit en excès. Typiquement, le bruit en excès mesuré est de quelques pour cent. L'efficacité globale du détecteur de Bob est $\eta = 0.60$, le bruit électronique $v_{\mathrm{el}} = 0.01$ et la variance de modulation d'Alice est choisie à $16\,N_0$.

Une fois ces paramètres connus, Alice et Bob peuvent évaluer l'information mutuelle I_{AB} qu'ils partagent, ainsi que l'information maximale accessible à l'espion I_{BE}. Pour ce protocole, des preuves de sécurité existent pour les attaques les plus générales (cohérentes) autorisées par la physique quantique [3].

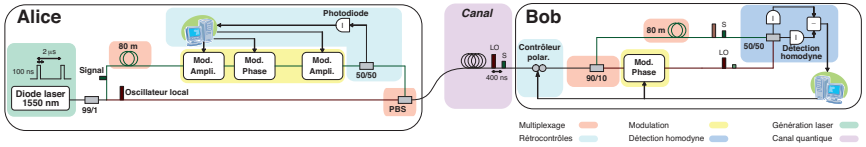


Fig. 1: Schéma optique du prototype.

3 Réconciliation de variables continues gaussiennes

Pour extraire des clés secrètes binaires, les variables continues doivent être discrétisées. Quatre niveaux de discrétisation sont utilisés dans notre cas . Les deux niveaux correspondant aux bits de plus faible poids sont publiquement révélés, et les deux niveaux les plus significatifs sont corrigés en utilisant des codes LDPC, dont les taux sont optimisés à chaque niveau. Ce décodage itératif, combiné avec un code BCH algébrique, permet de corriger toutes les erreurs. L'efficacité globale de ces algorithmes est $\beta = 0.898$, ce qui correspond à la fraction d'information (binaire) effectivement extraite, par rapport à l'information I_{AB} accessible à Alice et Bob dans les données continues. Le taux secret "effectif" est ainsi donné par $\Delta I = \beta I_{AB} - I_{BE}$.

Les codes LDPC demandent beaucoup de puissance de calcul, et les ordinateurs actuels ne nous permettent pas d'atteindre de réconcilier toutes les impulsions optiques. En mettant en œuvre une parallélisation des calculs, nous avons obtenu un taux pratique de 10 kbit/s à 15 km, à comparer au taux effectif d'environ 30 kbit/s.

4 Démonstration sur le terrain et résultats

En octobre 2008, nous avons effectué une démonstration sur un réseau fibré installé à Vienne (Autriche), dans le cadre du projet européen SECOQC [4]. A travers une fibre présentant des pertes de 3,1 dB (équivalant à 15 km de fibre télécom standard), le système a distribué des clés secrètes à un taux moyen de 8 kbit/s, atteignant 10 kbits/s, pendant 55 heures, sans intervention d'un opérateur (voir figure 2).

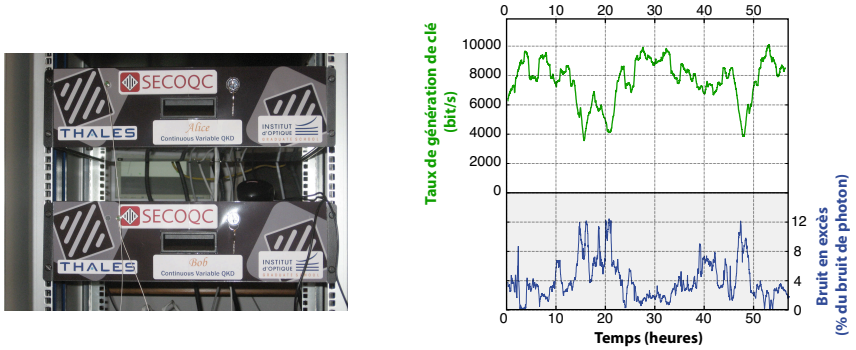


Fig. 2: Système expérimental installé sur le terrain, et résultats obtenus à Vienne sur une fibre installée.

5 Conclusion

Nous avons implémenté un système complet de distribution quantique de clé, conçu pour être transportable et opérationnel dans des conditions réelles de fonctionnement. Ce prototype a été installé sur un réseau fibré préexistant, dans le cadre du projet européen SECOQC, en octobre 2008. Nous avons obtenu des taux secrets atteignant 10 kbit/s pour des pertes équivalentes à 15 km de fibre standard, dans le cadre d'un fonctionnement autonome pendant 55 heures. Des évolutions possibles reposent sur l'amélioration, tant en termes de vitesse que d'efficacité, des codes correcteurs d'erreur, et de la parallélisation de nos moyens de calcul.

Références

[1] F. Grosshans, G. V. Assche *et al.*, *Nature* **421**, 238 (2003).
[2] J. Lodewyck, M. Bloch *et al.*, *Phys. Rev. A* **76**, 042305 (2007).
[3] R. Renner and J. I. Cirac, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 110504 (2009).
[4] S. Fossier, E. Diamanti *et al.*, *New Journal of Physics* **11**, 045023 (2009).

Dynamique de relaxation de spin dans un puits quantique GaN/AlGaN

A. Gadalla[1], J. Besbas[1], M. Gallart[1*], O. Crégut[1], B. Hönerlage[1] and P. Gilliot[1]
E. Feltin[2], J.-F. Carlin[2], R. Butté[2] and N. Grandjean[2]
1. IPCMS – DON Unité mixte CNRS – ULP (UMR 7504) 23 rue du Læss - BP 43 - 67034 Strasbourg Cedex 2 FRANCE
2. IPEQ, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), CH-1015 Lausanne, Switzerland
** mathieu.gallart@ipcms.u-strasbg.fr*

Résumé : Par des expériences pompe-sonde non dégénérées en fréquence, nous étudions la dynamique de relaxation de spin d'une population d'excitons dans un puits quantique GaN/AlGaN. Le taux de polarisation circulaire du signal de réflectivité différentielle atteint 80 % et décroit sur une échelle de temps de quelques picosecondes. Ceci est une indication que, même si les excitons sont confinés dans la direction de croissance, leur propagation dans le plan du puits quantique les rend sensibles à la diffusion sur les dislocations sont la principale cause de la relaxation du spin dans le GaN.
Mots-clés : Nitrure de Gallium, puits quantique, relaxation de spin, spectroscopie ultra-rapide

1. Introduction

Le nitrure de gallium (GaN) et ses alliages se sont révélés être des systèmes de première importance pour les applications en optoélectronique dans la partie UV-visible du spectre électromagnétique. Le faible couplage spin-orbite ainsi que la forte énergie de liaison excitonique (respectivement ~ 17 meV and ~ 26 meV dans le matériau massif), permettant le contrôle et la manipulation du spin de l'exciton, y compris à haute température, les rend très prometteurs en ce qui concerne les applications en électronique de spin. Toutefois, peu de données sont disponibles concernant l'étude expérimentale de la physique du spin dans les semiconducteurs nitrures que ce soit sous la forme massive ou bien en tant que nanostructure [1-4].
Dans un précédent travail, nous avons montré que dans des couches épitaxiées de GaN la relaxation de spin se faisait essentiellement par diffusion sur les dislocations traversantes via le mécanisme d'Elliott-Yafet. Nous nous intéressons ici au cas d'un puits quantique GaN/AlGaN.

2. Echantillon et dispositif expérimental

L'échantillon est un puits étroit élaboré par épitaxie en phase vapeur d'organométalliques (EPVOM) [5]. La haute qualité de cet échantillon nous permet d'étudier des excitons libres responsables de la présence de structures fines dans le spectre de réflectivité et d'un fort taux de recombinaison radiative. Les spectres de réflectivité différentielle (DR/R) portent la signature des excitons « trous-lourds » (A) et « trous-légers » (B). La technique utilisée pour la mesure de la dynamique de relaxation de spin est la spectroscopie pompe-sonde de réflectivité résolue spectralement et en polarisation. Le détail de cette expérience ainsi que son schéma peuvent être consulté dans nos précédents articles[1]. En accordant l'énergie de la pompe, nous pouvons photocréer les deux types d'excitons ou bien les excitons « trou-lourds » exclusivement.

3. Résultat expérimentaux

La figure 1 montre les declins de DR/R, en fonction du retard entre la pompe et la sonde, à l'énergie de l'exciton A et pour les deux composantes de polarisation de la sonde réfléchie. A retard nul, pour une configuration co-polarisée des faisceaux le remplissage des états dans l'espace des phases est responsable d'un signal non-linéaire. Enrevanche, le signal est nul lorsque pompe et sonde sont contra-polarisées. Cette dépendance avec la polarisation de la sonde du signal de DR/R est une preuve expérimentale qu'une population d'excitons polarisé est photocréée. Au fur et à mesure que les deux populations de spin opposées s'égalisent, les deux signaux, pour les deux polarisations respectives de la sonde, évoluent et tendent à s'égaliser. Une manière de caractériser la relaxation de spin est de calculer le taux de polarisation circulaire du signal de DR/R. Il s'agit de la différence entre les deux signaux normalisée par leur somme. Cette quantité, également tracée sur la figure 1, décroit exponentiellement avec un temps caractéristique de 2 picosecondes, ce qui est comparable avec ce qui a été mesuré précédemment sur des couches épitaxiales de GaN. Toutefois, la valeur initiale du taux de polarisation atteint 80% ce qui est bien supérieur aux valeurs accessible dans le matériau massif.

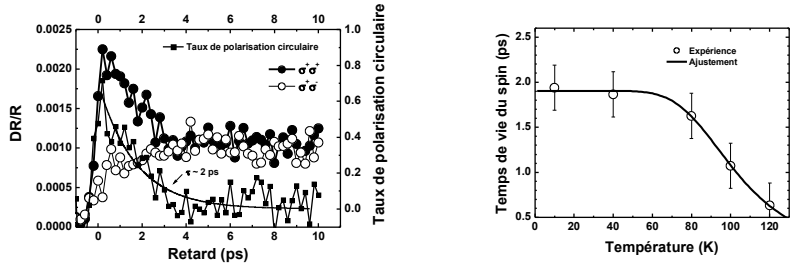


Fig. 1 : a) déclins de DR/R en fonction du retard pompe-sonde pour les deux polarisations de la sonde et taux de polarisation circulaire correspondant. B) dépendance, avec la température de l'échantillon, du temps de relaxation de spin.

Nous avons réalisé le même type d'expérience pour différentes intensités d'excitation et, donc, différentes densités d'excitons ne présentent. Aucun changement dans la dynamique de relaxation n'a été observé. Ceci démontre que les interactions exciton-exciton ne sont pas responsables de la relaxation de spin dans cet échantillon. En revanche, une forte dépendance avec la température a été constatée. Ceci est illustré sur la figure 2, qui expose le temps de déclin du taux de polarisation circulaire du signal de DR/R en fonction de la température de l'échantillon. Celui-ci reste constant et égal à 2 ps jusqu'à 50 K. Au-delà, la dynamique de relaxation s'accélère et le temps de vie de spin suit une loi d'activation thermique dont l'énergie caractéristique est de 50 meV. L'orientation optique persiste jusqu'à 100 K.

3. Discussion

Dans notre expérience, nous sondons des excitons libres de puits quantiques. Or, si ces excitons sont confinés selon l'axe de croissance de l'hétérostructure, leur propagation dans le plan du puits quantiques les rend particulièrement sensibles à la diffusion sur les défauts structuraux et, en plus spécifiquement, sur les dislocations traversantes qui sont au nombre de 10^8 cm^{-2} dans cet échantillon. Ainsi, lors de la diffusion d'un exciton sur une dislocation, à cause du couplage spin-orbite, le changement de vecteur d'onde s'accompagne d'un changement du pseudo-spin de l'exciton. Ce processus est à l'origine de la perte d'orientation optique des excitons. L'énergie caractéristique qui intervient dans l'évolution avec la température du temps de relaxation de spin est du même ordre de grandeur que l'énergie nécessaire aux excitons pour s'échapper du puits quantique. Ceci suggère qu'un processus associé à la fuite des porteurs vers les barrières d'AlGaN est responsable de la relaxation de spin à haute température. Ce processus n'est pas identifié pour l'instant. Les principales améliorations, en comparaison avec le matériau massif, sont une valeur élevée du taux de polarisation proche de la valeur théorique de 100% et une plus grande robustesse de l'orientation optique avec la température.

6. Conclusion

Nous avons mesuré la dynamique de relaxation de spin des excitons dans un puits quantique GaN/AlGaN. Si la dynamique est similaire à celle mesurée dans des couches de GaN, le taux de polarisation atteint, à notre connaissance, la valeur la plus élevée mesurée dans un semiconducteur nitrure et persiste jusqu'à la température de 100 K.

Références

[1] C. Brimont, M. Gallart, O. Crégut, B. Hönerlage, P. Gilliot, *Phys. Rev. B* **77**, 125201 (2008).
[2] D. Lagarde, A. Balocchi, H. Carrère, P. Renucci, T. Amand, X. Marie et al., *Phys. Rev. B* **77**, 041304(R) (2008)
[3] T. Ishiguro, Y. Toda and S. Adachi *Appl. Phys. Lett.* **90**, 011904 (2007)
[4] T. Kuroda, T. Yabushita, T. Kosuge, A. Tackeuchi, K. Taniguchi, T. Chinone et al., *Appl. Phys. Lett.* **85**, 3116 (2004)
[5] E. Feltin, D. Simeonov, J.-F. Carlin, R. Butté, and N. Grandjean, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 021905 (2007)

Intrication déterministe de deux atomes en utilisant le blocage de Rydberg

Alpha Gaëtan[1,⋆], Tatjana Wilk[1], Charles Evellin[1], Yevhen Miroshnychenko[1], Janik Wolters[1]
Amodsen Chotia[2], Matthieu Viteau[2], Daniel Comparat[2], Pierre Pillet[2], Antoine Browaeys[1] et Philippe Grangier[1]

1. Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, Campus Polytechnique, RD128, 91127 Palaiseau Cedex
2. Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Univ Paris-Sud, Bâtiment 505, 91405 Orsay Cedex
⋆ alpha.gaetan@institutoptique.fr

Résumé : Nous démontrons expérimentalement l'intrication déterministe de deux atomes neutres de ^{87}Rb piégés chacun dans une micro-pince optique. Cette intrication est obtenue en utilisant le blocage de Rydberg entre ces deux atomes lorsqu'ils sont séparés de 3,6 μm et excités vers l'état $|58d_{3/2}\rangle$. Ce résultat peut en principe être étendu à un nombre d'atomes plus important et marque donc une étape importante vers la réalisation d'algorithmes quantiques à l'aide d'atomes neutres piégés optiquement.
Mots-clés : intrication, blocage de Rydberg, information quantique.

1 Introduction

L'importance de l'intrication a été pressentie peu de temps après la formalisation de la physique quantique, mais son étude expérimentale n'est devenue possible que dans les années 70 et elle continue aujourd'hui à fasciner les physiciens. En plus de constituer un des mystères les plus profonds de la physique quantique, la maîtrise de sa mise en oeuvre a des implications dans de nombreux domaines: la métrologie quantique, l'étude des systèmes fortement corrélés et le traitement quantique de l'information. Je présenterai les résultats récents que nous avons obtenus dans le groupe d'Optique Quantique de l'Institut d'Optique. En tirant parti du phénomène de blocage de Rydberg entre deux atomes de ^{87}Rb piégés individuellement, nous avons pu les préparer de manière déterministe dans un état intriqué.

2 Excitation d'un atome unique vers un état de Rydberg

Le cœur de notre dispositif expérimental est un objectif de grande ouverture numérique (ON = 0,7) qui nous permet de former une pince optique de volume très réduit ne pouvant piéger qu'un seul atome à la fois. Le faisceau constituant la pince optique est focalisé à l'intérieur d'une mélasse optique nous servant de réservoir à atomes froids. Lorsqu'un atome entre dans le piège, nous pouvons le garder et l'observer via sa fluorescence pendant un temps de l'ordre de la seconde. En focalisant un second faisceau formant un faible angle avec le premier, il est également possible de créer deux pièges dont on peut varier la distance relative de 3 à 20 μm.

L'excitation d'un atome vers un état de Rydberg est réalisée à l'aide d'une transition à deux photons. Le premier laser proche de la transition D1 à 795 nm est désaccordé de 600 MHz vers le bleu de la transition $|5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle \rightarrow |5p_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$, et le second laser a une longueur d'onde de 475 nm et est accordé de façon à exciter l'état de Rydberg $|r\rangle = |58d_{3/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$. Dans un premier temps, on prépare l'atome dans l'état $|1\rangle = |5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ par pompage optique avec une efficactité supérieure à 95%. On envoie ensuite les deux lasers d'excitation pendant une durée donnée, puis on détecte l'état de l'atome. Si celui-ci a été porté vers l'état de Rydberg, il n'est plus sensible à la présence de la pince optique et quitte la région de piégeage en quelques μs. Sinon, l'atome reste tout simplement piégé en fin de séquence.

En utilisant ce protocole nous avons pu observer des oscillations de Rabi entre l'état fondamental $|1\rangle$ et l'état de Rydberg $|r\rangle$ (Fig. 1, ronds rouges). Ainsi, en réalisant une impulsion π (approximativement 80 ns), on peut préparer de façon déterministe un atome dans un état de Rydberg avec une efficacité supérieure à 80%.

3 Observation du blocage de Rydberg entre deux atomes uniques

Les états de Rydberg sont des états de nombre quantique principal élevé et les dipôles associés sont donc très grands. Ainsi, même à une distance relative de plusieurs μm, l'énergie d'interaction entre deux atomes de Rydberg peut valoir plusieurs dizaines de MHz. Cette énergie peut être assez grande pour empêcher l'excitation simultanée des deux atomes: c'est ce phénomène que l'on nomme blocage de Rydberg.

Bien qu'étudié depuis plusieurs années dans des ensembles d'atomes froids, son observation à l'échelle de seulement deux atomes n'a été faite que très récemment [1, 2]. En plaçant deux atomes piégés individuellement à une distance de 3,6 μm et en utilisant la séquence d'excitation décrite dans le paragraphe précédent, nous avons vérifié qu'il était impossible d'exciter simultanément les deux atomes, ce qui prouve que l'on est bien dans le régime de blocage de Rydberg. Lors de cette même expérience d'oscillation de Rabi à deux atomes, nous avons remarqué que la probabilité d'exciter seulement un des deux atomes était augmentée d'un facteur $\sqrt{2}$ par rapport à l'expérience à un atome (Fig. 1). Ceci prouve que le système formé des deux atomes oscille entre l'état $|1,1\rangle$ et l'état intriqué $\frac{1}{\sqrt{2}}(|1,r\rangle + e^{ik\Delta r}|r,1\rangle)$, où k est relié aux vecteurs d'ondes des lasers d'excitation et Δr est la distance relative des atomes [2].

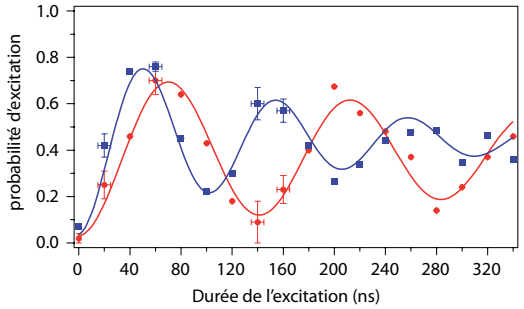


Fig. 1: Oscillations de Rabi entre l'état fondamental et l'état de Rydberg. Les ronds rouges représentent la probabilité d'exciter un atome vers l'état de Rydberg $|r\rangle$ lors d'une expérience à un atome. Les carrés bleus représentent la probabilité d'exciter un des deux atomes vers l'état $|r\rangle$ lors d'une expérience à deux atomes. Le rapport des fréquences obtenu après avoir ajusté les points par des sinusoïdes amorties est $1,38 \pm 0,03$, ce qui est proche de la valeur $\sqrt{2}$ attendue pour des oscillations entre les états $|1,1\rangle$ et $\frac{1}{\sqrt{2}}(|1,r\rangle + e^{ik\Delta r}|r,1\rangle)$.

4 Intrication déterministe de deux atomes

L'état intriqué produit de cette manière possède cependant deux défauts. Premièrement, il implique l'état de Rydberg $|r\rangle$ dont la courte durée de vie (quelques μs) limiterait celle de l'état intriqué. De plus la distance relative Δr varie d'une réalisation expérimentale à l'autre à cause du mouvement résiduel des atomes dans leurs pièges et introduit donc une phase aléatoire dans l'état produit. Ceci nous empêcherait de mettre de œuvre les méthodes habituellement utilisées pour tester l'intrication (tomographie de la matrice densité, test des inégalités de Bell).

Cependant, si on transfère de manière cohérente l'état de Rydberg $|r\rangle$ vers un autre sous-état du fondamental $|0\rangle = |5s_{1/2}, F = 1, m_F = 1\rangle$ en réalisant une impulsion π, la phase $k\Delta r$ s'annule, et on obtient finalement l'état intriqué $|\Psi^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1,0\rangle + |0,1\rangle)$. Nous avons réalisé cette séquence et analysé l'état intriqué résultant en effectuant des rotations globales sur le système formé des deux atomes à l'aide d'une paire de faisceaux Raman couplant les états $|0\rangle$ et $|1\rangle$. Les corrélations mesurées ne peuvent être expliquées en termes classiques et prouvent la réalisation d'un état intriqué des deux atomes [3].

5 Conclusion

En conclusion, nous avons utilisé la forte interaction existant entre deux atomes séparés de quelques μm et excités dans des états de Rydberg pour réaliser un état intriqué de ces deux atomes. Plusieurs schémas de porte logique quantique tirant parti du blocage de Rydberg ont été proposés et nous travaillons actuellement à leur mise en œuvre.

Références

[1] E. Urban, T. A. Johnson, T. Henage, L. Isenhower, D. D. Yavuz, T. G. Walker, and M. Saffamn, "Observation of Rydberg blockade between two atoms", Nature Phys. **5**, pp. 110-114 (2009).

[2] A. Gaëtan, Y. Miroshnychenko, T. Wilk, A. Chotia, M. Viteau, D. Comparat, P. Pillet, A. Browaeys, and P. Grangier, "Observation of collective excitation of two individual atoms in the Rydberg blockade regime", Nature Phys. **5**, pp. 115-118 (2009).

[3] T. Wilk, A. Gaëtan, C. Evellin, Y. Miroshnychenko, J. Wolters, A. Browaeys, and P. Grangier (En préparation).

Boites quantiques auto-assemblées et localisées de façon déterministe émettant aux longueurs d'onde des télécommunications

R. Hostein, N. Gogneau, D. Elvira, B. Fain, L. Le Gratiet, L. Largeau, G. Beaudoin, G. Patriarche, I. Robert-Philip, I. Sagnes and A. Beveratos*

Laboratoire de Photonique et Nanostructures - CNRS. 91460 Marcoussis. FRANCE

** alexios.beveratos@lpn.cnrs.fr*

Résumé : La réalisation de sources semiconductrices de photons uniques aux longueurs d'onde des télécommunications nécessite le développement de nouvelles boites quantiques InAsP/InP. Nous présenterons la réalisation d'une telle source de photons uniques à 1.3 µm ainsi que nos travaux pour localiser une boite quantique unique dans une microcavité en cristal photonique.

Mots-clés : Boite Quantique, Photon Unique, Télécommunications, Spectroscopie

1. Introduction

La fidélité de relais quantiques basés par exemple sur la téléportation quantique repose essentiellement sur la qualité des sources d'états non-classiques de la lumière, telle que les sources de photons uniques et les sources de paires de photons intriqués. De telles sources de haute qualité sont encore l'objet de travaux de recherche en laboratoire, soit car la longueur d'onde d'émission n'est pas adaptée, ou bien car la statistique d'émission des états suit une distribution Poissonienne, obligeant à faire fonctionner les sources à très faible excitation. Les boites quantiques sont de très bons candidats pour la réalisation de telle sources, mais actuellement sont réalisées pour la plupart dans le système InAs/GaAs ; elles émettent alors en général à des longueurs d'onde en-dessous de 1 µm, loin des bandes de télécommunication. En changeant de système de matériaux tels que l'InAsP/InP, il est possible d'atteindre une longueur d'onde de 1.55µm.

2. Boites quantiques auto-organisés

Du fait du désaccord de maille trop important entre le GaAs et l'InAs, (7%), il est impossible de croître des boites suffisamment hautes limitant la longueur d'onde d'émission en dessous de 1µm. D'un autre coté, le désaccord de maille entre l'InAs et l'InP n'est que de 3%, et il est ainsi possible de croître des boites bien plus hautes, et la longueur d'onde démission peut être ajustée entre 1.2 et 2.3 µm [1], ouvrant un large spectre de nouvelles applications tant dans le domaine des applications classiques que quantiques. Nous avons étudié les propriétés optiques de telles boites quantiques en fonction de la température (Fig. 1) sur un montage de photoluminescence résolu en temps à l'aide de détecteurs de photons uniques supraconducteurs. Ces travaux démontrent une très faible sensibilité de ces nano-émetteurs aux défauts thermiquement activables [2].

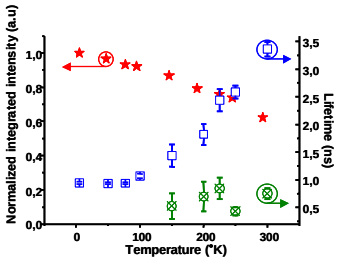


Fig. 2 Durée de vie et Intensité intégrée en fonction de la température

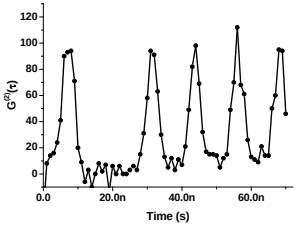


Fig. 1 Dégroupement de photons

Des études comparables ont été effectuées sur boite quantique unique. Pour démontrer que ces objets peuvent être une source efficace de photons uniques, nous avons procédé à la mesure de la courbe de dégroupement de photons, sur une boite unique à 1.3µm. La figure 2 montre la signature évidente du dégroupement

3. Boites quantiques localisée de façon deterministe.

Afin d'obtenir des sources d'états non-classique de la lumière efficace et à haute cadence de répétition, il est nécessaire d'insérer les boites quantiques dans une microcavité optique, et plus précisément au maximum du champ dans le résonateurl. Plusieurs méthodes ont été proposées afin de localiser la cavité autour d'une boite quantique auto-organisée repérée optiquement ou par AFM après croissance, mais actuellement il n'existe pas de technique afin de localiser la boite quantique à un endroit pre-défini lors de la croissance. Nous proposons une nouvelle approche nommée Nano Selective Area Growth (Nano SAG) (Fig. 3) [3], permettant le croissance localisée de boites quantiques InAs/InP par Epitaxie aux Organo-Métalliques en Phase Vapeur. Des ouvertures de 50 nm de diamètre sont réalisées sur des plots de résine. Lors de la croissance, pour certaines tailles de plots de résine, les espèces ne peuvent croître qu'au sein de l'ouverture ou autour du plot de résine. Nous présenterons la technique de croissance, et de localisation d'une cavité autour d'une boite quantique, ainsi que les premières études de photoluminescence.

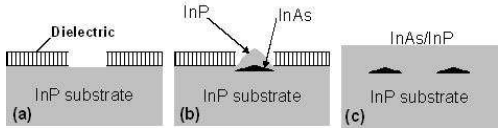


Fig. 3 Etapes technologiques Nano-SAG

4. Conclusion

Nous avons démontrer réalisé une source de photons uniques aux longueurs d'onde des télécommunications à partir de boites quantiques InAsP/InP. Nous avons procédé aussi à l'étude résolue en temps et en fonction de la température de leurs propriétés optiques. Finalement, à l'aide de nano-ouvertures dans un diélectrique, il est possible de faire croître les boites quantiques sur une site de nucléation pre-défini.

7. Remerciements

Les auteurs remercient le C'Nano Ile de France pour le soutien financier.

Références

[1] A. Michon, R. Hostein, G. Patriarche, N. Gogneau, G. Beaudoin, A. Beveratos, I. Robert-Philip, S. Laurent, S. Sauvage, P. Boucaud, and I. Sagnes "Metal organic vapor phase epitaxy of InAsP/InP(001) quantum dots for 1.55 µm applications: Growth, structural, and optical properties" *J. Appl. Phys.* **104**, 043504 (2008)

[2] R. Hostein, A. Michon, G. Beaudoin, N. Gogneau, G. Patriache, J.-Y. Marzin, I. Robert-Philip, I. Sagnes, and A. Beveratos "Time-resolved characterization of InAsP/InP quantum dots emitting in the C-band telecommunication window" *Appl. Phys. Lett.* **93**, 073106 (2008)

[3] N. Gogneau _, L. Le Gratiet, E. Cambril, G. Beaudoin, G. Patriarche, A. Beveratos, R. Hostein, I. Robert-Philip, J.Y. Marzin, I. Sagnes "One-step nano-selective area growth (nano-SAG) of localized InAs/InP quantum dots: First step towards single-photon source applications" *Journal of crystal growth* **310**, 3413-3415 (2008)

Propagation non-linéaire d'impulsions femtosecondes dans une fibre optique à bande interdite à cœur solide

Bertrand Kibler,[1,*] Tadeusz Martynkien,[2] Christophe Finot,[1] Marcin Szpulak,[2]
Julien Fatome,[1] Jan Wojcik,[3] Waclaw Urbanczyk,[2] and Stefan Wabnitz[1,4]
[1]*Institut Carnot de Bourgogne, UMR 5209 CNRS-Université de Bourgogne, 21078 Dijon, France*
[2]*Institute of Physics, Wroclaw University of Technology, 50-370 Wroclaw, Pologne*
[3]*Laboratory of Optical Fiber Technology, Maria Curie-Sklodowska University, 20-031 Lublin, Pologne*
[4]*Dipartimento di Elettronica per l'Automazione, University of Brescia, 25123 Brescia, Italie*
bertrand.kibler@u-bourgogne.fr

Résumé : Nous décrivons une étude expérimentale et numérique de l'évolution non-linéaire d'impulsions ultrabrèves se propageant dans une fibre optique à bande interdite à cœur solide. Suivant le mécanisme de guidage employé, des dynamiques significativement différentes sont mises en évidence.

Mots-Clés : supercontinuum optique, fibre à bande interdite solide

1. Introduction

Depuis leur première démonstration expérimentale [1], les fibres optiques constituées d'un cœur d'indice faible entouré d'une gaine microstructurée d'inclusions à indice élevé, ont été le sujet d'intenses recherches [2]. Par rapport à leurs cousines à cœur creux, ces fibres à bande interdite photonique à cœur solide bénéficient de certains attraits des fibres optiques traditionnelles, à savoir une fabrication plus aisée et une soudure facilitée.

Nous nous concentrons ici sur la propagation non-linéaire d'une impulsion femtoseconde dans le proche infrarouge. Deux modes de guidage seront comparés : le guidage dans le cœur de silice grâce à l'effet de bande photonique interdite et le guidage dans les inclusions dopées germanium grâce au processus plus traditionnel de réflexion totale interne. En exploitant les propriétés dispersives et non-linéaires des deux modes de guidage offerts par cette fibre, nous explorons les différents mécanismes d'élargissement spectral et nous mettons en évidence la limitation de l'étendue spectrale du supercontinuum généré dans le cœur.

2. Propriétés de la fibre

La fibre étudiée est constituée d'un cœur de silice entouré de neuf couronnes d'inclusions dopées germanium. Ces inclusions ont un profil d'indice parabolique avec une différence d'indice maximale Δn = 0.03 et un diamètre d = 3.29 µm pour un pas de réseau de la structure de 4.82 µm. L'encart de la Fig. 1a représente l'image de cette fibre prise au microscope électronique à balayage. Les propriétés des différentes bandes interdites et les indices effectifs de propagation ont été numériquement évalués par une analyse par éléments finis. Trois bandes de transmission sont prévues, la bande la plus intéressante étant la seconde, centrée autour de 780 nm, ce qui est idéalement situé pour les sources titanes-saphir. En utilisant un supercontinuum généré au sein d'une fibre à cristaux photonique de 1 mètre, dite classique, nous avons pu confirmer expérimentalement la position de ces bandes (Fig. 1a).

L'évolution spectrale des propriétés dispersives est représentée Fig. 1b pour les deux types de guidage. Le guidage par bande photonique interdite est notamment caractérisé par une pente de dispersion élevée, avec entre autres la coexistence dans la bande de transmission des régimes de dispersion normal et anormal de propagation, le zéro de dispersion étant situé au voisinage du centre de la bande (790 nm). Les inclusions germanium ont quant à elle une dispersion fortement normale.

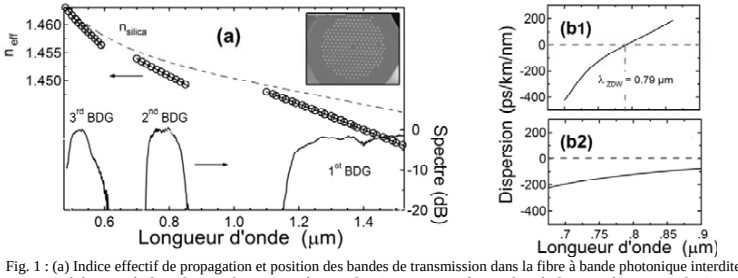


Fig. 1 : (a) Indice effectif de propagation et position des bandes de transmission dans la fibre à bande photonique interdite à cœur solide. Les résultats des simulations numériques (haut) sont comparés avec les résultats expérimentaux (bas). En encadré, la photographie au microscope électronique à balayage de la structure de la fibre.
(b) Évolution spectrale des propriétés dispersives pour un guidage dans le cœur de la fibre (b1) et dans les inclusions (b2).

3. Dynamique non-linéaire

Nous avons étudié expérimentalement et numériquement la dynamique dans les deux régimes de guidage. Des impulsions d'une durée temporelle de 200 femtosecondes délivrées par un oscillateur titane-saphir sont injectées dans notre fibre de 1 mètre de longueur. Le profil de mode enregistré en sortie de fibre lorsque la lumière est injectée dans le cœur de silice est représentée Fig. 2a. L'évolution du spectre en fonction de la puissance initiale est représentée Fig. 2c. La longueur d'onde de pompage utilisée se situe en régime de dispersion légèrement anormale. Nous retrouvons alors plusieurs éléments typiques de la génération de supercontinuum à partir d'impulsions femtosecondes [3]. Nos données expérimentales illustrent ainsi une dynamique spectrale marquée par la propagation de solitons se décalant progressivement vers les hautes longueurs d'ondes sous l'effet de la réponse Raman intrapulse. La dispersion du troisième ordre affecte significativement cette dynamique, entrainant l'émergence d'une onde dispersive dans le régime de dispersion normal.

Nous avons vérifié expérimentalement qu'en variant soit la puissance initiale, soit la longueur d'onde initiale, nous n'étions pas en mesure d'étendre ce continuum au-delà de la bande de transmission. Cela est principalement imputable à la dispersion particulièrement élevée subie au bord de la bande de transmission, limitant ainsi l'autodécalage Raman solitonique.

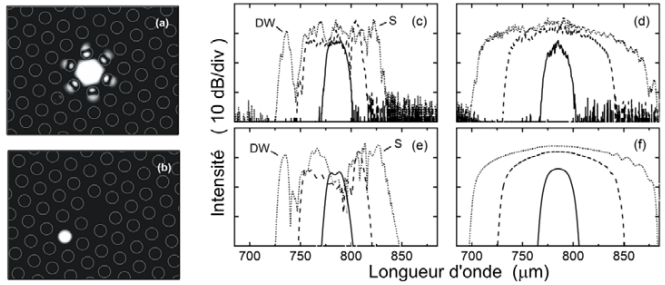


Fig. 2 : Profil de mode quand la lumière est couplée dans le cœur de silice de la fibre (a) ou bien dans une inclusion germanium (b). La structure géométrique de la fibre est superposée. (c) Spectres optiques expérimentaux enregistrés pour des puissances crêtes croissantes (0.35, 2 et 6.6 kW) pour les impulsions injectées dans le cœur central (d) Résultats numériques correspondants. (e) Spectres expérimentaux obtenus pour différentes puissances crêtes (2, 13 et 28 kW) injectées dans les inclusions germanium. (f) Simulations numériques correspondantes.

Nous avons comparé ces résultats avec ceux obtenus en couplant la lumière dans une inclusion Germanium, Fig. 2b. La dynamique spectrale est alors significativement différente, Fig. 2d. Si la dispersion normale élevée constitue un inconvénient, elle est partiellement compensée par un confinement élevé entrainant une non-linéarité accrue. La propagation est principalement alors influencée par l'effet de wave-breaking optique [4], résultat de l'interaction entre la non-linéarité Kerr et la dispersion normale.

Les dynamiques spectrales observées dans les deux régimes de propagation ont été confirmées par simulations numériques basées sur l'équation de Schrödinger non-linéaire généralisée (Fig. 2e et 2f) [3].

4. Conclusions

Nous avons caractérisé l'évolution non-linéaire d'impulsions femtosecondes évoluant dans deux régimes de guidage distincts dans une fibre à bande photonique interdite à cœur solide. En exploitant la largeur finie de la bande de transmission, nous avons pu maitriser l'étendue spectrale du supercontinuum généré, stabilisant le décalage spectral solitonique sur le bord de la bande de transmission. La dynamique enregistrée dans les inclusions à dispersion normale diffère significativement, permettant une grande flexibilité du supercontinuum généré en jouant uniquement sur l'injection optique [5].

5. Références

[1] F. Luan, A. K. George, T. D. Hedley, G. J. Pearce, D. M. Bird, J. C. Knight, and P. S. J. Russell, "All-solid photonic bandgap fiber," *Opt. Lett.,* vol. 29, pp. 2369-2371, 2004.
[2] G. Bouwmans, V. Pureur, A. Betourne, Y. Quiquempois, M. Perrin, L. Bigot, and M. Douay, "Progress in solid core photonic bandgap fibers," *Opt. Quant. Electron,* vol. 39, pp. 949-961, 2007.
[3] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Rev. Modern Physics,* vol. 78, pp. 1135-1184, 2006.
[4] C. Finot, B. Kibler, L. Provost, and S. Wabnitz, "Beneficial impact of wave-breaking or coherent continuum formation in normally dispersive nonlinear fibers," *J. Opt. Soc. Am. B,* vol. 25, pp. 1938-1948, 2008.
[5] B. Kibler, T. Martynkien, M. Szpulak, C. Finot, J. Fatome, J. Wojcik, W. Urbanczyk, and S. Wabnitz, "Nonlinear femtosecond pulse propagation in an all-solid photonic bandgap fiber," *Opt. Express,* vol. 17, pp. 10393-10398, 2009.

Détecter des photons dans les régions noires d'un faisceau Laguerre-Gauss ?

Vasily V. Klimov[1], Daniel Bloch[2,*], Martial Ducloy[2], Jose R. Rios Leite,[3]
[1]*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, 53 Leninsky Prospekt, Moscow 119991, Russia*
[2]*Laboratoire de Physique des Lasers, UMR 7538 du CNRS et de l Université Paris 13, 93430-Villetaneuse, France*
[3]*Departamento de Física Universidade Federal de Pernambuco, 50670-901 Recife, PE, Brazil*
** daniel.bloch@univ-paris13.fr*

Résumé : Nous montrons que malgré une singularité sur l'axe, les faisceaux lasers de type Laguerre-Gauss ne sont pas véritablement "noirs" sur l'axe. Seul le champ électrique y est identiquement nul, mais non le champ magnétique. Il y a donc de l'énergie dans cette région, qui est détectable par une absorption atomique sur une transition dipolaire magnétique, ou quadrupolaire électrique. Les effets prévus, importants surtout pour une focalisation très forte, trouvent des équivalents naturels en nano-optique. L'optique quantique, qui ne considère que des détecteurs de type dipolaire électrique, ignore la présence de photons dans ces régions "noires".

Mots-clés : Laguerre-Gauss, optique singulière, optique quantique, transitions interdites

1. Introduction

Il est extrêmement classique d'assimiler l'énergie d'un faisceau lumineux au carré du champ électrique, en postulant que l'énergie magnétique est partout égale à l'énergie électrique. Pourtant, lorsque le faisceau possède une structure spatiale complexe sur une échelle comparable à la longueur d'onde optique, la stricte application de la loi d'induction de Faraday montre que le champ magnétique et le champ électrique peuvent devenir très différents, notamment dans le cas où une singularité impose une nullité axiale pour le champ électrique. Une telle situation, où le champ magnétique sur l'axe est non nul, peut être notamment rencontrée, de façon exacte et hors de toute approximation paraxiale, pour un faisceau de type Bessel J_m, avec m = ± 2 [1,2].

2. Structure spatiale d'un faisceau Laguerre-Gauss

L'extension au cas d'un faisceau de type Laguerre-Gauss (LG) est aisée, et on trouve que pour un faisceau $L^{l,p}$ où p+1 est le nombre de zéros radiaux, et l le nombre quantique orbital [qui apparaît dans le terme de phase exp(ilφ), où φ est la phase azimutale en coordonnées cylindriques], il existe un champ magnétique non nul sur l'axe si l = ± 2, de même qu'existe sur l'axe un gradient de champ électrique [1]. Pour des structures plus complexes encore, telles que l = ± 3, on trouverait que c'est le gradient du champ magnétique, ou une dérivée spatiale d'ordre supérieur du champ électrique qui est non nulle.

En se limitant au cas l = ± 2, on obtient déjà de nombreux résultats intéressants, notamment sur le fait que la singularité de phase en exp (±2iφ) sur l'axe n'empêche pas la présence d'une énergie magnétique I_M:

$$I_M = \frac{1}{16\pi}|B|^2 = \frac{E_0^2}{16\pi}\frac{32(p+1)(p+2)}{\pi(kw_0)^4}$$

où w_0 est le waist du faisceau LG considéré, k le vecteur d'onde de la propagation et E_0 l'amplitude du champ électrique qui définit le faisceau LG. On montre ainsi que pour de fortes focalisations – la dépendance est à la puissance quatrième- l'intensité magnétique sur l'axe peut devenir comparable à l'intensité du champ électrique, qui se répartit en anneaux concentriques pour un faisceau LG (fig.1).

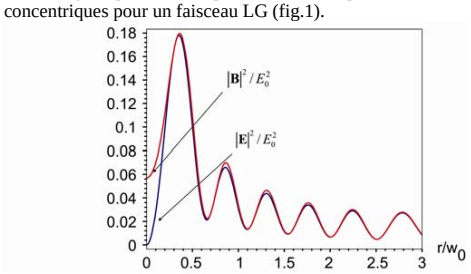


Fig. 1 : Dépendance radiale du champ électrique et magnétique d'un faisceau LG (kw_0=10, p=6, m=2) dans le plan du waist

La structure spatiale du champ électromagnétique est particulièrement intéressante : on note (fig.2) que sur l'axe optique, où le champ électrique est nul, le champ magnétique est transverse, avec une polarisation circulaire (indépendante de la polarisation du champ électrique) qui dépend du signe de l.

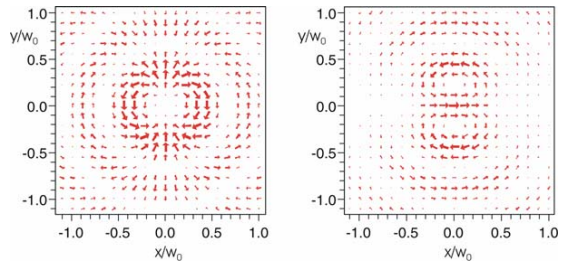


Fig. 2 : Distribution spatiale du champ électrique (à gauche) et du champ magnétique (à droite) dans le plan du waist pour un faisceau LG (kw_0 = 6, p = 6, m = 2). Chaque distribution tourne à la fréquence optique.

3. Détection de l'énergie en zone "noire" (zone où le champ électrique est nul)

En optique, la longueur d'onde est bien supérieure à la taille des atomes, ce qui justifie la plupart du temps de ne considérer que les transitions dites dipolaires électriques, où l'atome n'est sensible qu'à la valeur locale du champ électrique. C'est l'approximation toujours retenue en optique quantique [3]. Ainsi, pour un faisceau de type LG où la structure spatiale est telle que l'on ait sur l'axe E= 0, et B ≠ 0 , il est clair qu'un détecteur seulement sensible au champ électrique ne pourra pas voir que le faisceau LG n'est pas "noir" sur l'axe. Il faut donc passer à des détections sur des transitions plus faibles, de type dipolaire magnétique, ou quadrupolaire électrique (sensible au gradient du champ), souvent considérées comme quasi-interdites.

On peut alors imaginer de cartographier un faisceau LG, ou ayant une structure spatiale complexe, par des méthodes complémentaires, utilisant une sonde atomique que l'on déplacerait dans le faisceau, et qui serait en résonance avec une transition d'un type spécifique, dipolaire magnétique, ou quadrupolaire électrique. La représentation du faisceau se met donc à dépendre fortement de la nature du détecteur utilisé.

4. Extensions envisageables : nano-optique, optique quantique, chiralité

Des focalisations très fortes et inhabituelles sont nécessaires pour que les contributions magnétiques ou liées au gradient du champ électrique produisent des effets notables dans une zone où le faisceau LG est habituellement considéré comme "noir". En revanche, avec le développement de la nano-optique, il devient de plus en plus courant de produire des champs ayant une structure spatiale compliquée à l'échelle même de la longueur d'onde, pour lesquels champs électrique et magnétique sont susceptibles d'avoir des structures spatiales radicalement différentes. Réciproquement, les progrès de la nanotechnologie permettent d'imaginer de fabriquer des "nano-antennes" spécifiquement sensibles au gradient du champ, ouvrant ainsi la voie à d'autres processus de détection, voire à des corrélations inhabituelles en optique quantique. De même, le problème de la génération, en propagation libre, de faisceau LG focalisé de façon ultime, est un problème "technique" d'optique fort délicat, puisque la plupart des systèmes qui convertissent un faisceau gaussien standard en un faisceau LG reposent sur des transformations décrites seulement en optique paraxiale.

On peut aussi signaler que les faisceaux LG, connus pour être porteurs de moment orbital angulaire [4], ont paru susceptibles de produire des réponses spécifiques selon la chiralité des molécules. Nos résultats suggèrent que le résultat expérimental négatif de [5] pourrait trouver son origine dans l'absence de résolution spatiale imposée par le protocole expérimental, qui ignore d'éventuels effets sub-longueur d'onde.

Références

[1] V. Klimov, D. Bloch, M. Ducloy, J R. Rios Leite,"Detecting photons in the dark region of Laguerre-Gauss beams" *Opt. Express* **17**, 9718-9723 (2009).
[2] S. M. Barnett and L. Allen, "Orbital angular momentum and nonparaxial light beams," *Opt. Commun.* **110**, 670-678 (1994)
[3] R. J. Glauber ,"The Quantum Theory of Optical Coherence," *Phys. Rev.* **130**, 2529-2539 (1963).
[4] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, "Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes," *Phys. Rev. A* **45**, 8185-8189 (1992)
[5] F. Araoka, T. Verbiest, K. Clays, and A. Persoons," Interactions of twisted light with chiral molecules: An experimental investigation," *Phys. Rev. A* **71**, 055401 (2005)

Boites quantiques auto-assemblées et localisées de façon déterministe émettant aux longueurs d'onde des télécommunications

R. Hostein, N. Gogneau, D. Elvira, B. Fain, L. Le Gratiet, L. Largeau, G. Beaudoin, G. Patriarche, I. Robert-Philip, I. Sagnes and A. Beveratos*

Laboratoire de Photonique et Nanostructures - CNRS. 91460 Marcoussis. FRANCE

** alexios.beveratos@lpn.cnrs.fr*

Résumé : La réalisation de sources semiconductrices de photons uniques aux longueurs d'onde des télécommunications nécessite le développement de nouvelles boites quantiques InAsP/InP. Nous présenterons la réalisation d'une telle source de photons uniques à 1.3 µm ainsi que nos travaux pour localiser une boite quantique unique dans une microcavité en cristal photonique.

Mots-clés : Boite Quantique, Photon Unique, Télécommunications, Spectroscopie

1. Introduction

La fidélité de relais quantiques basés par exemple sur la téléportation quantique repose essentiellement sur la qualité des sources d'états non-classiques de la lumière, telle que les sources de photons uniques et les sources de paires de photons intriqués. De telles sources de haute qualité sont encore l'objet de travaux de recherche en laboratoire, soit car la longueur d'onde d'émission n'est pas adaptée, ou bien car la statistique d'émission des états suit une distribution Poissonienne, obligeant à faire fonctionner les sources à très faible excitation. Les boites quantiques sont de très bons candidats pour la réalisation de telle sources, mais actuellement sont réalisées pour la plupart dans le système InAs/GaAs ; elles émettent alors en général à des longueurs d'onde en-dessous de 1 µm, loin des bandes de télécommunication. En changeant de système de matériaux tels que l'InAsP/InP, il est possible d'atteindre une longueur d'onde de 1.55µm.

2. Boites quantiques auto-organisés

Du fait du désaccord de maille trop important entre le GaAs et l'InAs, (7%), il est impossible de croître des boites suffisamment hautes limitant la longueur d'onde d'émission en dessous de 1µm. D'un autre coté, le désaccord de maille entre l'InAs et l'InP n'est que de 3%, et il est ainsi possible de croître des boites bien plus hautes, et la longueur d'onde démission peut être ajustée entre 1.2 et 2.3 µm [1], ouvrant un large spectre de nouvelles applications tant dans le domaine des applications classiques que quantiques. Nous avons étudié les propriétés optiques de telles boites quantiques en fonction de la température (Fig. 1) sur un montage de photoluminescence résolu en temps à l'aide de détecteurs de photons uniques supraconducteurs. Ces travaux démontrent une très faible sensibilité de ces nano-émetteurs aux défauts thermiquement activables [2].

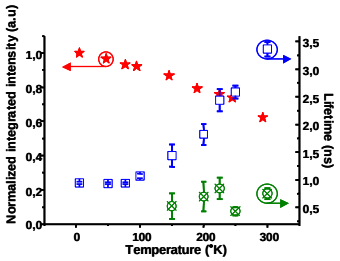


Fig. 2 Durée de vie et Intensité intégrée en fonction de la température

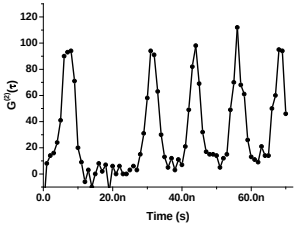


Fig. 1 Dégroupement de photons

Des études comparables ont été effectuées sur boite quantique unique. Pour démontrer que ces objets peuvent être une source efficace de photons uniques, nous avons procédé à la mesure de la courbe de dégroupement de photons, sur une boite unique à 1.3µm. La figure 2 montre la signature évidente du dégroupement

3. Boites quantiques localisée de façon deterministe.

Afin d'obtenir des sources d'états non-classique de la lumière efficace et à haute cadence de répétition, il est nécessaire d'insérer les boites quantiques dans une microcavité optique, et plus précisément au maximum du champ dans le résonateurl. Plusieurs méthodes ont été proposées afin de localiser la cavité autour d'une boite quantique auto-organisée repérée optiquement ou par AFM après croissance, mais actuellement il n'existe pas de technique afin de localiser la boite quantique à un endroit pre-défini lors de la croissance. Nous proposons une nouvelle approche nommée Nano Selective Area Growth (Nano SAG) (Fig. 3) [3], permettant le croissance localisée de boites quantiques InAs/InP par Epitaxie aux Organo-Métalliques en Phase Vapeur. Des ouvertures de 50 nm de diamètre sont réalisées sur des plots de résine. Lors de la croissance, pour certaines tailles de plots de résine, les espèces ne peuvent croître qu'au sein de l'ouverture ou autour du plot de résine. Nous présenterons la technique de croissance, et de localisation d'une cavité autour d'une boite quantique, ainsi que les premières études de photoluminescence.

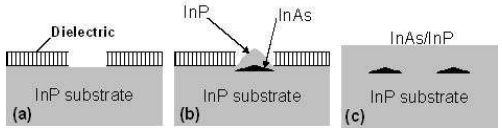


Fig. 3 Etapes technologiques Nano-SAG

4. Conclusion

Nous avons démontrer réalisé une source de photons uniques aux longueurs d'onde des télécommunications à partir de boites quantiques InAsP/InP. Nous avons procédé aussi à l'étude résolue en temps et en fonction de la température de leurs propriétés optiques. Finalement, à l'aide de nano-ouvertures dans un diélectrique, il est possible de faire croître les boites quantiques sur une site de nucléation pre-défini.

7. Remerciements

Les auteurs remercient le C'Nano Ile de France pour le soutien financier.

Références

[1] A. Michon, R. Hostein, G. Patriarche, N. Gogneau, G. Beaudoin, A. Beveratos, I. Robert-Philip, S. Laurent, S. Sauvage, P. Boucaud, and I. Sagnes "Metal organic vapor phase epitaxy of InAsP/InP(001) quantum dots for 1.55 µm applications: Growth, structural, and optical properties" *J. Appl. Phys.* **104**, 043504 (2008)

[2] R. Hostein, A. Michon, G. Beaudoin, N. Gogneau, G. Patriache, J.-Y. Marzin, I. Robert-Philip, I. Sagnes, and A. Beveratos "Time-resolved characterization of InAsP/InP quantum dots emitting in the C-band telecommunication window" *Appl. Phys. Lett.* **93**, 073106 (2008)

[3] N. Gogneau _, L. Le Gratiet, E. Cambril, G. Beaudoin, G. Patriarche, A. Beveratos, R. Hostein, I. Robert-Philip, J.Y. Marzin, I. Sagnes "One-step nano-selective area growth (nano-SAG) of localized InAs/InP quantum dots: First step towards single-photon source applications" *Journal of crystal growth* **310**, 3413-3415 (2008)

Source de paires de photons intriqués en polarisation à 1310 nm basée sur un guide d'onde PPLN

A. Martin[1,⋆], A. Issautier[1], H. Herrmann[2], W. Sohler[2], O. Alibart[1], D. B. Ostrowsky[1] et S. Tanzilli[1]

1. LPMC, Université de Nice Sophia Antipolis, CNRS UMR 6622, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France
2. Angewandte Physik, Universitat-GH-Paderborn, Postfach 1621, D-4790 Paderborn, Germany
⋆ anthony.martin@unice.fr

Résumé : Nous proposons la réalisation d'une source de paires de photons intriqués en polarisation, émettant à 1310 nm, basée sur un guide d'onde biréfringent intégré sur un substrat de niobate de lithium polarisé périodiquement. Nous avons caractérisé cette source à l'aide d'une expérience d'interférence quantique à deux photons de type Hong-Ou-Mandel, ainsi que par le biais d'une mesure directe de la qualité de l'intrication. Nous avons obtenu des visibilités nettes d'environ 98% pour les deux expériences qui représentent les meilleurs résultats jamais obtenus dans une telle configuration expérimentale.

1 Introduction

Les ressources essentielles des communications quantiques sont les photons uniques et les paires de photons intriqués, sur lesquels l'information quantique (qubits) est encodée sur une observable telle que la polarisation. À l'heure actuelle, la fluorescence paramétrique au sein de cristaux non linéaires massifs constitue la solution la plus employée pour produire des paires de photons intriqués en polarisation [1]. Toutefois, la complexité grandissante des expériences requiert des interactions non linéaires sans cesse plus efficaces avec, dans le même temps, des largeurs spectrales toujours plus étroites pour les photons émis. De plus, l'avènement de systèmes fibrés de distribution quantique de clefs cryptographiques sur longue distance nécessite la réalisation de sources de plus en plus fiables, compactes et émettant aux longueurs d'ondes des télécommunications [2].
Le but de ce travail est de réaliser une source de paires de photons intriqués en polarisation qui réunisse l'ensemble des figures de mérite précédemment citées. Pour cela, nous verrons tout d'abord comment nous avons réalisé la source autour d'un guide d'onde PPLN biréfringent. Puis nous présenterons les résultats relatifs à la caractérisation des qualités quantiques de la source en vue d'applications dans le domaine des communications quantiques.

2 Réalisation de la source

Comme c'est le cas de la plupart des sources actuelles, la génération des paires de photons se fait via le processus de conversion paramétrique au sein d'un cristal non linéaire $\chi^{(2)}$. Cette interaction conduit à la conversion spontanée de photons d'un champ de pompe en paires de photons, signal (s) et idler (i), régie par les lois de conservation de l'énergie $\omega_p = \omega_i + \omega_s$ et de l'impulsion $\vec{k_p} = \vec{k_i} + \vec{k_s} + \frac{2\pi}{\Lambda} \cdot \vec{u}$. Ici, Λ est la période d'inversion du signe du coefficient $\chi^{(2)}$ relatif au guide d'onde PPLN que nous considérons. De plus, notre structure guidante est fabriquée par diffusion titane afin de supporter les deux modes de polarisation H et V (pour horizontal et vertical) et donc de permettre les interactions non linéaires de type II. Ainsi, pour obtenir des paires de photons dégénérés à 1310 nm à partir de photons de pompe à 655 nm, nous avons déterminé numériquement et vérifié grâce à une caractérisation classique que le point de fonctionnement peut être obtenu pour les paramètres suivant : $\Lambda = 6.6\,\mu$m, une largeur de guide $w = 5\,\mu$m et une température $T = 95.8°$ C. Par ailleurs, la largeur spectrale naturelle de nos photons vaut environ 0.7 nm, ce qui est en parfait accord avec les simulations.
D'un point de vue quantique, cette interaction permet, partant d'un photon de pompe dans l'état $|H\rangle_p$ de générer une paire de photons dont les polarisations sont croisées : $|H\rangle_p \xrightarrow{\text{SPDC}} |H\rangle_s|V\rangle_i$. Quand les paires sont séparées

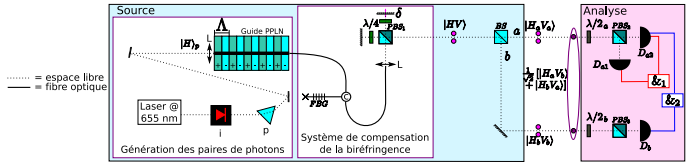


Fig. 1: Schéma expérimental de la source et du dispositif d'analyse. i: isolateur optique; p: prisme; L: lentille; c: circulateur; FBG: réseau de Bragg fibré ($\Delta\lambda$=0.5 nm); $\lambda/2$: lame demi-onde; $\lambda/4$: lame quart-d'onde; PBS: cube polarisant; δ: déplacement du miroir; BS: cube semi-réfléchissant 50/50; D: photodiode à avalanche; &: porte ET.

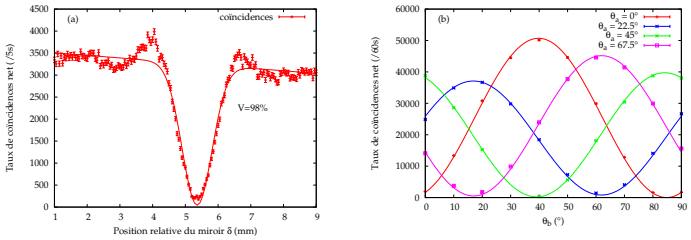


Fig. 2: (a) Mesure du taux de coïncidences net entre D_{a1} et D_{a2} en fonction de la position du miroir de l'interféromètre (δ), avec $\lambda/2_a$ à 22.5° pour être dans une configuration du type Hong-Ou-Mandel. (b) Mesure du taux de coïncidences en fonction de $\lambda/2_b$ entre D_{a1} et D_b dans le montage de type "test des inégalités de Bell" pour différentes positions de λ_a.

spatialement via un cube semi-réfléchissant (BS), nous pouvons obtenir un état intriqué en polarisation de type $\frac{1}{\sqrt{2}}[|H\rangle_a|V\rangle_b + |V\rangle_a|H\rangle_b]$, à condition que les photons appairés soient parfaitement indiscernables en termes de longueur d'onde, de recouvrement spatial et temporel des modes $|H\rangle$ et $|V\rangle$ sur le BS [3]. Comme indiqué sur la Fig. 1, nous garantissons l'indiscernabilité spatiale de nos photons en les collectant à l'aide d'une fibre optique monomode à 1310 nm. Ensuite, nous nous assurons de l'indiscernabilité spectrale à l'aide d'un filtre de Bragg dont la bande passante est de 0.5 nm. Enfin, nous compensons la biréfringence du cristal à l'aide d'un montage interférométrique de type Michelson, composé d'un cube polarisant (PBS_1), de deux miroirs et de deux lames $\lambda/4$, permettant d'ajuster parfaitement le recouvrement temporel de nos photons à l'entrée du BS.

3 Résultats

Tout d'abord, nous avons caractérisé l'indiscernabilité des photons appairés par une mesure d'interférence quantique à deux photons de type Hong-Ou-Mandel. Dans le montage original de la Fig. 1, nous tirons parti des cas où les paires ne sont pas séparées spatialement par le BS (dans le bras de sortie a). En effet, nous analysons ces photons dans la base $\{D,A\}$ (pour diagonal et antidiagonal) à l'aide de la lame $\lambda/2_a$ tournée à 22.5°, d'un cube polarisant (PBS_2) et de deux détecteurs (D_{a1}, D_{a2}) reliés à un compteur de coïncidences ($\&_1$). Dans le cas où les deux photons sont parfaitement indiscernables sur toutes les observables autres que la polarisation avant le système d'analyse, on observe une phénomène de coalescence qui se traduit par une chute du taux de coïncidences en fonction de l'ajustement du bras mobile de l'interféromètre (δ), comme le montre la Fig. 2 (a). Ainsi, nous avons déterminé les conditions expérimentales favorables à l'obtention d'un état intriqué de haute qualité.
Pour quantifier cette qualité, nous avons réalisé une expérience de type "test des inégalités Bell", qui consiste à prouver l'invariance par rotation de l'état intriqué produit par la source (laser + guide + filtre + interféromètre + BS) par le biais d'un système d'analyse composé pour chaque photon d'un cube polarisant, lame demi-onde (PBS_2-$\lambda/2_a$ et PBS_3-$\lambda/2_b$). Ainsi, nous étudions la variation du taux de coïncidences entre les deux détecteurs D_{a1} et D_b en faisant tourner de façon continue la lame $\lambda/2_b$ pour différentes positions de la lame $\lambda/2_a$. Les résultats sont présentés sur la Fig. 2 (b). La visibilité donnée par les mesures à $\lambda/2_a = 0°, 45°$ traduisent la qualité du montage optique et celles données par les mesures à $\lambda/2_a = 22.5°, 67.5°$ déterminent la qualité de l'intrication des paires. Ces visibilités nettes sont pour notre source de 100% et de 98% et montrent l'excellente qualité à la fois de notre montage et de l'intrication analysée.

4 Conclusion

Nous avons développé une nouvelle source de paires de photons intriqués basée sur un guide d'onde offrant une indiscernabilité entre les deux photons et un taux d'intrication de 98%. Ce sont les meilleurs résultats obtenus pour des configurations expérimentales similaires conférant à cette source un excellent potentiel pour servir les futures expériences de communications quantiques basées sur l'observable polarisation [3].

5 Remerciements

Ce travail a été réalisé dans le cadre du programme Européen ERA-SPOT "WASPS", et est soutenu financièrement par le conseil régional Provence-Alpes-Côte d'Azur et le CNRS.

Références

[1] A. Fedrizzi, T. Herbst, A. Poppe, T. Jennewein, and A. Zeilinger, "A wavelength-tunable fiber-coupled source of narrowband entangled photons", Opt. Exp. **15**, pp. 15377-15386 (2007), et références incluses.
[2] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel and H. Zbinden, "Quantum cryptography", Rev. Mod. Phys. **74**, pp. 145-195 (2002).
[3] A. Martin, V. Cristofori, P. Aboussouan, H. Herrmann, W. Sohler, D.B. Ostrowsky, O. Alibart and S. Tanzilli, "Integrated optical source of polarization entangled photons at 1310 nm", Opt. Exp. **17**, pp. 1033-1041 (2009), et références incluses.

Optomécanique expérimentale avec des micro-miroirs en silicium

Chiara Molinelli *, Aurélien Kuhn, Tristan Briant, Pierre-François Cohadon, Antoine Heidmann
Laboratoire Kastler Brossel, UPMC, ENS,CNRS, Case 74, 4 place Jussieu, F-75005 Paris, France
** molinelli@spectro.jussieu.fr*

Résumé : Nous présentons une expérience de mesure optique ultrasensible des vibrations mécaniques d'un micro-résonateur utilisé comme miroir mobile dans une cavité Fabry-Perot de grande finesse. Nous avons observé des effets directs de la pression de radiation dans la cavité à température cryogénique, qui nous ont permis de refroidir très efficacement le micro-miroir.
Mots-clés : mesures optique de très grande sensibilité, détection optique d'un micro-miroir, effets de la pression de radiation, refroidissement actif d'un micro-résonateur

Le couplage optomécanique entre un miroir mobile et les fluctuations quantique de la lumière est apparu pour la première fois dans le contexte des interféromètres pour la détection des ondes gravitationnelles [1]. Plusieurs schémas à cavités à miroir mobile soumis à la pression de radiation ont été proposés depuis, à la fois pour créer des états non-classiques de la lumière ou pour réaliser des mesures quantiques non-destructives [2]. Les récents progrès dans la réalisation de sources laser de faible bruit et de miroirs à très faibles pertes ont rendu ce domaine expérimentalement accessible [3]. Les micro- et nano-résonateurs mécaniques jouent un rôle décisif dans la tentative de mesurer les fluctuations quantiques d'un oscillateur harmonique.
Pour détecter ces fluctuations pour un résonateur mécanique de fréquence de résonance typique de l'ordre de la centaine de MHz, une température de l'ordre du mK est requise, ainsi qu'une sensibilité suffisante aux petits déplacements. L'interférométrie optique est une technique prometteuse grâce à sa sensibilité record, mais impose des contraintes strictes à la taille du résonateur qui sert de miroir, et donc à ses fréquences de résonance. Par conséquent, la température quantique correspondante est de l'ordre de quelques dizaines de µK, température qu'il n'est pas envisageable d'atteindre simplement par des technique de refroidissement cryogénique, d'où la nécessité d'y associer une méthode de refroidissement laser [4,5].
Nous utilisons un micro-résonateur en silicium de taille typique de quelques centaines de microns et de facteur de qualité mécanique de 10^5 environ, sur lequel un miroir diélectrique de très grande réflectivité est déposé. Ses fluctuations sont mesurées grâce à une cavité optique de très grande finesse, avec une sensibilité de l'ordre de 10^{-19} m/Hz$^{1/2}$. Nous avons démontré expérimentalement pour la première fois des effets directs de la pression de radiation intra cavité sur la dynamique du micro-résonateur quand la cavité optique est désaccordée à température ambiante: selon le signe du désaccord, nous avons obtenu un refroidissement ou un chauffage d'un mode du résonateur, la température effective allant de 10 à 2000 K [5].

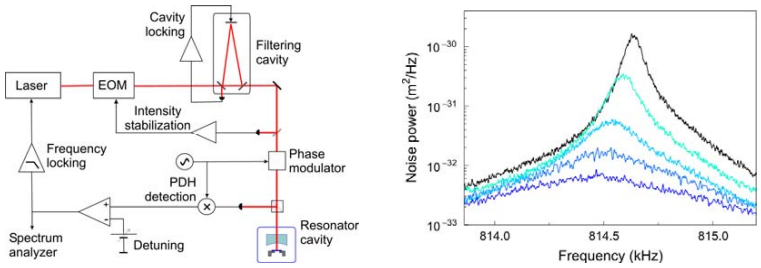


Fig. 1 : Gauche: Montage expérimental utilisé pour mesurer les déplacements et refroidir un micro-résonateur mécanique. Un laser Nd:YAG stabilisé en intensité et filtré spatialement est envoyé dans la cavité. Le spectre de bruit thermique de la cavité est extrait à l'aide de la technique Pound-Drever-Hall. Droite: Spectre de bruit thermique et démonstration de refroidissement. La courbe noire correspond au bruit thermique à 300 K. Les courbes bleues correspondent à des désaccords négatifs croissants. Le spectre est à la fois élargi et son aire réduite, ce qui est une forte indication de diminution de la température.

Les améliorations du système expérimental comprennent la mise en place d'un cryostat à hélium liquide, qui nous a permis de combiner les deux technique de refroidissement, cryogénie et refroidissement par la pression de radiation, et ainsi atteindre une température effective de 1.8 K, et la réalisation de nouveaux micro-résonateur en quartz de plus faible masse et de plus grand facteur de qualité que nous sommes en train actuellement de tester.

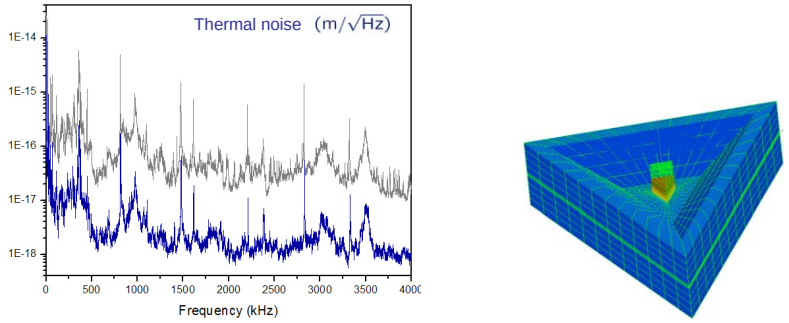


Fig. 2 : Gauche: Spectre de bruit thermique à température ambiante (en gris) et cryogénique (en bleu). Droite: Simulation par éléments finis du nouveau prototype de micro-résonateur en quartz. Le premier mode de résonance de compression-décompression est représenté.

Nous sommes également en train de mettre en œuvre une nouvelle technique qui pourra nous permettre d'atteindre le régime quantique d'un résonateur [6]. Elle est basée sur le couplage résonnant entre un mode de résonance mécanique et deux modes optiques différents de la cavité, opportunément décalés en fréquence. Cette approche nous permettra également d'étudier et de contrôler les instabilités paramétriques qui pourraient apparaître dans les futurs détecteurs d'ondes gravitationnelles.

Références

[1] C.M. Caves, Phys. Rev. D **23**, 1693 (1981).
[2] A. Heidmann,Y. Hadjar and M. Pinard, Appl. Phys. B **64**, 173 (1997).
[3] P.-F. Cohadon, A. Heidmann and M. Pinard, Phys. Rev. Lett. **83**, 3174 (1999).
[4] O. Arcizet *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 133601 (2006).
[5] O. Arcizet *et al.*, Nature **444**, 71 (2006).
[6] C. Zhao *et al.*, Phys. Rev. A **78**, 023807 (2008).

Mise en œuvre expérimentale de la distribution quantique de clé par codage temporel à longueur d'onde télécom

Olivier Morin, Simon Fossier et Thierry Debuisschert*

THALES Research and Technology, Campus de Polytechnique, 1 avenue Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France
** thierry.debuisschert@thalesgroup.com*

Résumé : Un protocole de distribution quantique de clé par codage temporel est mis en œuvre sur une fibre optique de 25 km. La combinaison d'une mesure interférométrique de visibilité 98 % et d'un taux d'erreur de 2 % permettent d'envisager des taux de clé de l'ordre de 1 kbit/s et des distances maximales de sécurité de 200 km.
Mots-clés : communications quantiques, cryptographie quantique.

1 Introduction

La distribution quantique de clé a connu des développements très importants depuis une dizaine d'années [1]. Nous avons proposé un protocole de distribution quantique de clé, basé sur un codage temporel, qui utilise des impulsions à 1 photon, cohérentes, de profil temporel rectangulaire et de durée T [2, 3]. La clé est codée par l'instant de détection du photon. En parallèle, des mesures dans le domaine fréquentiel, au moyen d'un interféromètre, garantissent la sécurité. Ce protocole allie une mise en œuvre simple, un haut débit potentiel et une résistance aux défauts des fibres optiques utilisées pour les télécommunications.

L'émetteur, Alice, et le récepteur, Bob, partagent une horloge commune. L'axe temporel est divisé en intervalles de durée $T/2$. Tout d'abord, Alice envoie au hasard des impulsions codant le bit 0 ou le bit 1 et recouvrant respectivement les intervalles (1,2) et (2,3) (Fig. 1). Ces deux types d'impulsion correspondent à des états non orthogonaux, ce qui garantit la sécurité du protocole [2]. Les impulsions sont envoyées vers l'interféromètre dont les deux voies ont un retard relatif de $T/2$. Ainsi, toute modification de la durée des impulsions induit une modification de la visibilité mesurée par Bob [2]. Bob mesure l'instant de détection du photon en sortie d'interféromètre pour chaque impulsion reçue. Un bit 0 (resp. bit 1) résulte en la détection d'un photon dans les fenêtres 1, 2 ou 3 (resp. 2, 3 ou 4) (Fig. 2). Une détection en 1 et 4 permet de connaître le bit envoyé par Alice, ce qui permet de construire la clé . Après les étapes de correction des erreurs et d'amplification de secret, Alice et Bob partagent une clé secrète commune. Pour les détections dans les fenêtres 2 et 3, Alice peut révéler son choix de bit, ce qui permet à Bob d'évaluer la visibilité des franges qui vaut 1 pour un dispositif idéal.

2 Dispositif expérimental

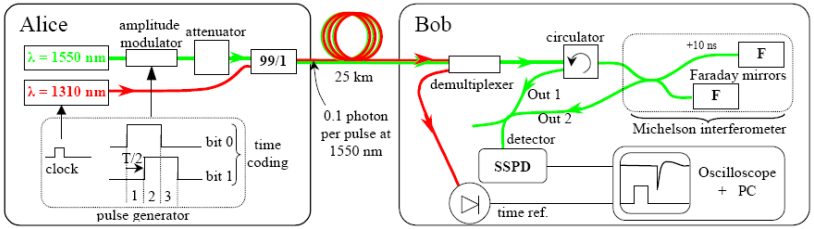


Fig. 1: Dispositif d'Alice : une diode laser continue à 1550 nm est modulée pour produire des impulsions de 20 ns qui peuvent être retardées de 10 ns par rapport à l'horloge à 1310 nm. Dispositif de Bob : après démultiplexage de l'horloge, l'impulsion est envoyée vers un interféromètre de Michelson. Les deux sorties sont envoyées vers un compteur de photon (SSPD). L'instant de détection des photons est comparé à l'horloge de référence. Le traitement des donnes permet d'évaluer le QBER et la visibilité des franges.

Le dispositif expérimental est réalisé entièrement avec des composants télécom (Fig. 1). Alice produit des impulsions rectangulaires de 20 ns en modulant une diode laser continue à 1550 nm. Les impulsions sont atténuées pour avoir 0,1 photon par impulsion en moyenne et multiplexées avec une horloge optique à 1310 nm. Les deux impulsions sont ensuite envoyées dans une fibre optique de 25 km.

Bob démultiplexe l'impulsion d'horloge et l'impulsion signal. L'impulsion signal est envoyée vers un interféromètre de Michelson dont les deux voies ont un retard relatif de 10 ns, et qui sont terminées par des rotateurs de Faraday pour compenser les dérives en polarisation des fibres. Les deux voies de sortie de l'interféromètre sont multiplexées en temps et couplées à un compteur de photon supraconducteur (SSPD) [4] ayant une efficacité de détection de 9.6 %, une gigue inférieure à 200 ps et 10 coups d'obscurité par seconde.

3 Résultats expérimentaux

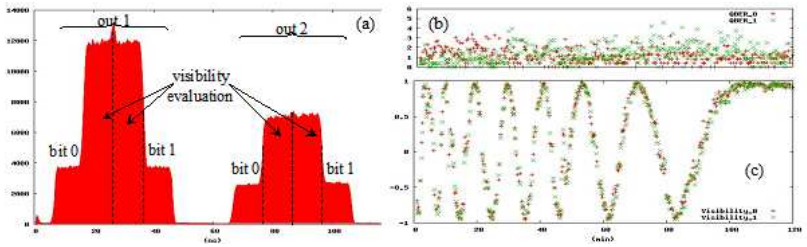


Fig. 2: Mesures effectuées sur deux heures. Courbe (a) : histogramme des délais pour chaque voie de sortie de l'interféromètre. Le traitement des données permet d'extraire les bits 0 et 1 et d'évaluer le QBER à 2 % (figure (b)) et la visibilité à 98 % (figure (c))

Alice envoie alternativement des bits 0 et des bits 1 avec une période de 250 ns. Pour chaque événement, Bob mesure le retard par rapport à l'horloge. L'histogramme des retards, qui présente quatre fenêtres de 10 ns pour chaque voie de sortie, est donné sur la partie (a) de la Fig. 2. Le premier et le quatrième intervalle permettent de connaître le bit envoyé. Dans la partie (b), le taux d'erreur quantique (QBER) est évalué en comparant la séquence de bits de Bob à celle d'Alice. Les données des intervalles 2 et 3 permettent d'évaluer la visibilité de l'interféromètre (partie (c)). Les mesures effectuées sur une durée de deux heures montrent un taux d'erreur de 2 % et une visibilité de 98 % attribués aux imperfections du montage.

Le taux élevé d'information par impulsion, résultant du faible QBER, combiné avec un taux de répétition de 4 MHz permet de prévoir des taux de clé secrète élevés comparables à ceux obtenus récemment (plus de 1 kbit/sec à 25 km) [5].

Les résultats préliminaires sur l'évaluation de sécurité de notre protocole tenant compte des attaques collectives montrent qu'avec une visibilité proche de 1, le QBER maximal autorisé est 11 %, ce qui est comparable au cas du protocole BB84. A partir de cette valeur, et en tenant compte des caractéristiques de notre montage, nous pouvons évaluer la distance de sécurité à plus de 200 km pour des fibres ayant une atténuation de 0.2 dB/km.

4 Conclusion

Nous avons réalisé une expérience de distribution quantique de clé par codage temporel sur 25 km en utilisant un compteur de photon supraconducteur. Le QBER de 2 % et la visibilité de 98 % permettent de prévoir des taux de clé secrète de l'ordre du kbit/sec. La distance de sécurité est évaluée à plus de 200 km, ce qui surpasse les distances obtenues actuellement avec les compteurs InGaAs. Cela est dû, en partie, au faible nombre de coups d'obscurité de nos compteurs. Le développement de protocoles de ce type peut être d'une grande importance pour les liaisons sécurisées entre agglomérations distantes.

5 Remerciements

Ce travail a été financé en partie par le projet européen SINPHONIA (NMP4-CT-2005-16433) et le projet A.N.R. SEQURE (ANR-07-SESU-011-01).

Références

[1] V. Scarani, H. Bechmann-Pasquinucci, N. J. Cerf, M. Dusek, N. Lutkenhaus and M. Peev, *The Security of Practical Quantum Key Distribution* (2008), http://arxiv.org/abs/0802.4155v2

[2] T. Debuisschert and W. Boucher, Phys. Rev. **A 70**, 042306 (2004)

[3] W. Boucher and T. Debuisschert, Phys. Rev. **A 72**, 062325 (2005)

[4] G.N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, R. Sobolewski, Applied Physics Letters **79**, 705 (2001)

[5] http://www.secoqc.net

Expérience de Hong-Ou-Mandel avec une source semi-conductrice de photons jumeaux contrapropagatifs

A. Orieux[1], X. Caillet[1], A. Lemaître[2], I. Sagnes[2], I. Favero[1], G. Leo[1] et S. Ducci[1,*]

1. Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162, Université Paris 7 – Denis Diderot, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris, France
2. Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS-UPR20, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France
** sara.ducci@univ-paris-diderot.fr*

Résumé : Nous présentons une source semi-conductrice de photons jumeaux basée sur une géométrie d'accord de phase contrapropagatif dans une microcavité ruban en AlGaAs. Cette source émet par fluorescence paramétrique à température ambiante des paires de photons intriqués en polarisation aux longueurs d'onde télécom. Une expérience de Hong-Ou-Mandel atteignant une visibilité de 85% a permis de tester les propriétés quantiques de cette source et de démontrer sa grande finesse spectrale.
Mots-clés : fluorescence paramétrique, semi-conducteur, guide d'onde, coalescence

1 Introduction

Depuis quelques années, un grand intérêt est porté aux matériaux semi-conducteurs dans l'objectif de réaliser des dispositifs intégrables pour l'information quantique. Dans le cadre des sources, on peut citer les sources à boîtes quantiques, limitées toutefois par la nécessité de travailler à basse température, ou encore les guides d'onde semi-conducteurs utilisant la fluorescence paramétrique et offrant la possibilité de travailler à température ambiante et aux longueurs d'onde télécom.

Notre source, déjà décrite en référence [1], est un guide d'onde en AlGaAs présentant un accord de phase contrapropagatif de type II (cf. Fig.1 (a)). Le guide est pompé par le haut avec un laser à 760 nm et les photons générés par fluorescence paramétrique sont guidés dans deux directions opposées avec des polarisations orthogonales. Deux interactions sont possibles : un photon signal TE et un photon complémentaire TM (interaction 1) ou vice-versa (interaction 2). Dans les deux cas, la longueur d'onde des photons jumeaux émis est entièrement déterminée par l'angle d'incidence θ de la pompe, et obéit aux conditions de conservation de l'énergie ($\omega_p = \omega_s + \omega_c$) et d'accord de phase longitudinal ($\omega_p \sin\theta = \omega_s n_{TE}(\omega_s) - \omega_c n_{TM}(\omega_c)$ pour l'interaction 1 et $\omega_p \sin\theta = -\omega_s n_{TM}(\omega_s) + \omega_c n_{TE}(\omega_c)$ pour l'interaction 2) (cf. Fig.1 (b)). Récemment, l'ajout d'une microcavité verticale pour le faisceau de pompe [2] a permis de multiplier par 100 l'efficacité de la source et de réduire considérablement le bruit de luminescence qui en était jusqu'alors une des principales limitations.

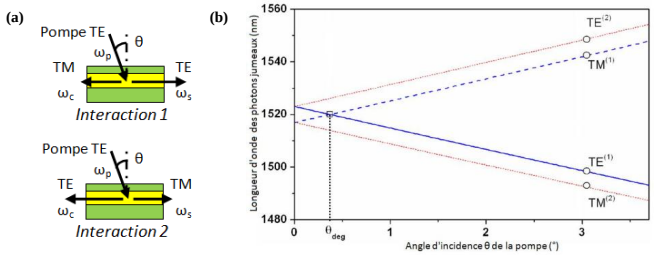


Fig. 1 : (a) Géométrie de l'accord de phase pour les deux interactions. (b) Longueurs d'onde générées en fonction de l'angle d'incidence de la pompe. (1) : interaction 1, (2) : interaction 2.

Afin de tester les propriétés quantiques des paires émises et pour mesurer leur cohérence temporelle nous avons réalisé avec notre source l'expérience − dite de Hong-Ou-Mandel [3] − de coalescence de photons, présentée ci-après.

2 Expérience de Hong-Ou-Mandel

Le schéma du montage est présenté en Fig.2 (a). On sélectionne, à l'aide de polariseurs, l'interaction 1 qui permet d'obtenir des photons dégénérés en longueur d'onde à 1520 nm pour un angle de pompe θ_{deg} de 0,4° (cf. Fig. 1 (b)) et on fait tourner la polarisation du photon complémentaire à l'aide d'une lame demi-onde pour la rendre identique à celle du photon signal. La différence de chemin entre les deux bras de l'interféromètre est ajustée au moyen d'une platine de translation munie d'une vis micrométrique.

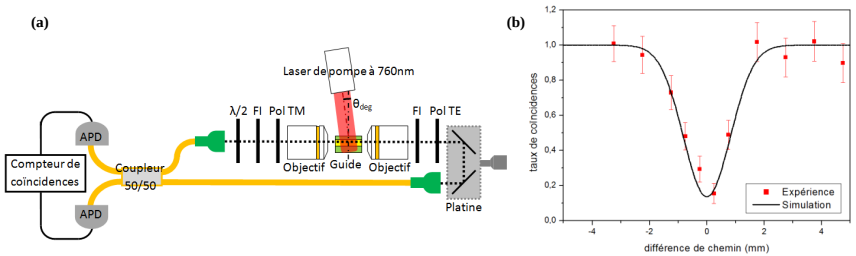


Fig. 2 : (a) Schéma expérimental de l'interféromètre. FI : filtres interférentiels à 1520 nm ; Pol TM et Pol TE : polariseurs, respectivement TM et TE ; λ/2 : lame demi-onde ; APD : photodiodes à avalanche. Le photon signal part à droite et le complémentaire part à gauche. (b) Nombre de coïncidences en fonction de la différence de chemin.

Le résultat que nous avons obtenu est tracé en Fig.2 (b) : le nombre de coïncidences en fonction de la différence de chemin entre les deux bras présente un trou de largeur à mi-hauteur ΔL=1,9 mm avec une visibilité de 85%. Ceci nous permet de déduire la largeur spectrale des photons générés dans notre guide [3] : $\Delta\lambda = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\pi}\frac{\lambda^2}{\Delta L} = 0{,}32nm$. Cette faible largeur spectrale est une des caractéristiques propres à la géométrie contrapropagative ; ceci permet une propagation des photons émis en régime fibré sur des grandes distances avec une dispersion chromatique négligeable.

3 Conclusion

Nous avons réalisé une expérience de Hong-Ou-Mandel présentant une visibilité de 85% avec une source semi-conductrice de photons intriqués fonctionnant à température ambiante. Ce résultat, équivalent à celui obtenu récemment avec des guides d'onde en PPLN [4], nous a permis de démontrer le très bon degré d'indiscernabilité des photons jumeaux produits par notre source semi-conductrice et ouvre la voie à la démonstration de plusieurs propriétés associées à la géométrie contrapropagative : génération d'états de Bell, contrôle du degré de corrélation en fréquence via les propriétés du faisceau de pompe, oscillation paramétrique optique sans miroirs.

4 Remerciements

Nous remercions Pascal Filloux pour la gravure de ces échantillons.

Références

[1] L. Lanco, S. Ducci, J.-P. Likforman, X. Marcadet, J. A. W. van Houwelingen, H. Zbinden, G. Leo and V. Berger, "Semiconductor Waveguide Source of Counterpropagating Twin Photons", Phys. Rev. Lett. **97**, 173901 (2006)
[2] A. Andronico, X. Caillet, I. Favero, S. Ducci, V. Berger and G. Leo, "Semiconductor microcavities for enhanced nonlinear optics interactions", J. Eur. Opt. Soc. **3**, 08030 (2008)
[3] C. K. Hong, Z. Y. Ou and L. Mandel, "Measurement of Subpicosecond Time Intervals between Two Photons by Interference", Phys. Rev. Lett. **59**, pp. 2044-2046 (1987)
[4] A. Martin, V. Cristofori, P. Aboussouen, H. Herrmann, W. Sohler, D. B. Ostrowsky, O. Alibart and S. Tanzilli, "Integrated optical source of polarization entangled photons at 1310 nm", Opt. Express **17**, pp. 1033-1041 (2009)

Dépendance en température de l'interaction de van der Waals entre atome et surface

Thierry Passerat de Silans[1], Isabelle Maurin[1], Athanasios Laliotis[1], Philippe Ballin[1], Pedro Chaves de Souza Segundo[1], Salomon Saltiel *[1,2], Marie-Pascale Gorza[1], Martial Ducloy[1], Daniel Bloch[1], Domingos De Sousa Meneses[3,4] , Patrick Echegut[3]

[1] *Laboratoire de Physique des Lasers, UMR 7538 du CNRS et de l'Université Paris 13*
99 avenue Jean-Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse, France

*[,2] Décédé, *également à Physics Department, Sofia University, 5 J. Bourchier Boulevard, 1164 Sofia, Bulgaria*
[3] *CNRS, UPR3079 CEMHTI, 1D Avenue de la Recherche Scientifique, 45071 Orléans cedex 2, France*
[4] *également à Université d'Orléans, Polytech, Avenue du Parc Floral, BP 6749, 45067 Orléans cedex 2, France*
e-mail : isabelle.maurin@univ-paris13.fr

Résumé : Nous étudions l'influence de la température du vide quantique sur l'interaction atome-surface à longue portée pour un atome Cs(8P) au voisinage de CaF_2. Un désaccord entre résultats expérimentaux et prédictions théoriques nous a amené, pour raffiner les prédictions, à de nouvelles mesures de réflectance pour CaF_2 et BaF_2 dans une gamme de température 295-773 K

Mots clés: van der Waals, fluorure de calcium, fluorure de barium, corps noir en champ proche

L'interaction atome-surface de van der Waals est une interaction à longue portée de type dipôle-dipôle. Elle est en général attractive et due à l'interaction entre les fluctuations du dipôle électrique de l'atome et le dipôle image induit dans la surface, avec un potentiel en $-C_3.z^{-3}$, où z est la distance atome-surface. Cette attraction van der Waals (vW) est susceptible d'être exaltée de façon résonnante (éventuellement avec un changement de signe, la transformant en répulsion) quand l'émission virtuelle de l'atome se couple à un processus d'absorption dans un mode de surface [1]. Un tel processus résonnant, d'apparence exotique, est naturellement restreint au cas d'un atome excité puisque la résonance considérée a pour origine un atome "émetteur". Pour que le couplage inverse "absorption atomique – excitation de la surface", soit envisageable, il faut que la surface soit excitée. Cette excitation doit être thermique (et non pas sélective) pour assurer qu'il y ait toujours couplage entre une transition atomique (virtuelle) et le continuum des modes d'excitation de la surface [2]. Ceci revient dans le prinicipe à sonder avec l'atome les modes de champ proche du rayonnement thermique, qui ne devient "rayonnement de corps noir" qu'en champ lointain. Il s'agit donc d'un régime différent de celui observé récemment avec succès dans le groupe de E. Cornell, où a été démontrée [3] la variation avec la température de l'interaction Casimir-Polder (interaction vW retardée, donc à plus longue distance).

Pour étudier cette dépendance en température, nous nous sommes intéressés à l'interaction entre un atome excité Cs(8P), qui présente des absorptions virtuelles autour de 39µm ($8P_{3/2}$) et 29µm ($8P_{1/2}$), et des fenêtres en CaF_2 ou BaF_2 qui présentent, respectivement, une résonance de surface autour de 25µm et 35 µm. Une cellule à vapeur de césium, scellée à une fenêtre de CaF_2 en tenant compte des propriétés de dilatation thermique du CaF_2, a été fabriquée [4]. Pour mesurer l'interaction de vW, nous avons utilisé la technique de réflexion sélective (RS) sur la transition 6S-6P du césium (388 nm). Nous sondons ainsi une épaisseur de vapeur de ~ 100nm au voisinage de la surface [5]. Le coefficient de vW (C_3) que nous avons mesuré au voisinage d'une surface de CaF_2 est beaucoup plus grand que dans nos prédictions théoriques. Nous avons montré que les ajustements des spectres de RS obtenus sont compatibles avec un potentiel en $-C_3.z^{-3}$ typique de vW mais pas d'un éventuel potentiel en $-C_2.z^{-2}$ pouvant être induit par une distribution de charge sur la surface [6].

Compte tenu du désaccord entre expérience et prédictions théoriques et la quasi-absence de données sur la variation de la constante diélectrique ($\varepsilon(\omega,T)$) avec la température, nous avons voulu mettre à l'épreuve la solidité des prédictions théoriques. Nous avons ainsi effectué de nouvelles mesures de réflectance [7] pour des surfaces en CaF_2 et BaF_2 dans la région spectrale de l'infrarouge lointain, pour une gamme de température 295-773K. Seul un modèle semi-quantique pour la constante diélectrique permet de reproduire (Fig. 1) les petites oscillations présentes dans la zone de reststrahlen et qui sont attribuées à des processus de relaxation à deux phonons ou plus. Ces structures n'étaient jusqu'ici pas prises en compte dans la littérature. Nous avons ainsi obtenu l'évolution en température de $\varepsilon(\omega)$. A partir de ces données, nous avons pu extrapoler la réponse de surface $S(\omega) = [\varepsilon(\omega)-1]/[\varepsilon(\omega)+1]$ en fonction de la température, affinant ainsi les prédictions pour la dépendance en température de C_3 (fig. 2), et les comparer avec les prédictions pour divers modèles d'évolution de la constante diélectrique en fonction de la température. La prise en compte des changements de la constante diélectrique avec la température (élargissement et déplacement de la résonance de surface) modifie surtout les prédictions pour l'interaction entre un atome Cs($8P_{3/2}$) avec une surface en BaF_2, pour laquelle la résonance est voisine des transitions atomiques. Elle prédit un forte dépendance en température, et un retour à une interaction quasi-nulle, voire attractive aux hautes températures. Pour CaF_2, la sensibilité aux modèles est beaucoup plus faible car la résonance atomique n'est située que dans les ailes de résonances de $S(\omega)$.

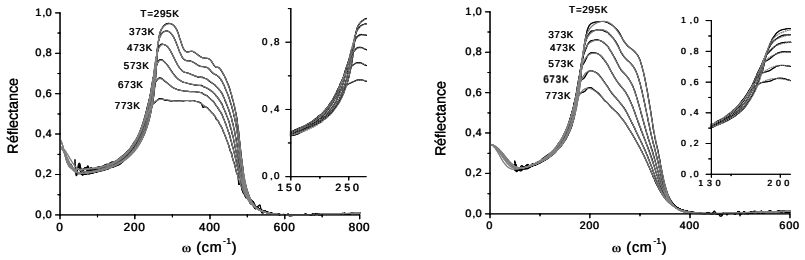


Fig. 1 : Spectres de réflectance mesurés pour le CaF_2 (à gauche) et le BaF_2 (à droite) à 295K, 373K, 473K, 573K, 673K et 773K. Les ajustements obtenus en utilisant un modèle semi-quantique sont quasi-superposés [7].

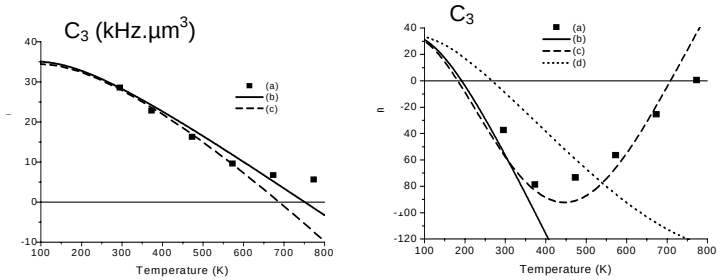


Fig. 2 : Evolution prédite pour le coefficient C_3 de vW avec la température : cas d'un atome de Cs($8P_{3/2}$) proche d'une surface de CaF_2 (à gauche) ou de BaF_2 (à droite). Les points discrets (a), utilsent les résultats de nos nouvelles mesures de réflectance. Les autres courbes (b,c,d) correspondent à divers modèles de réponse diélectrique extrapolés de la littérature [7].

Nous pensons que l'actuelle non-concordance entre expérience et théorie indique une modification de la nature de la surface. Une nouvelle cellule avec une fenêtre en BaF_2 est en construction. Un autre type de cellule sans collage, afin d'éviter les contraintes et gradient thermiques qui peuvent être à l'origine d'une modification de la surface, est en cours d'étude et de fabrication. Une expérience sur une transition explorant Cs ($7D_{3/2}$) à une interface saphir, ou CaF_2, est aussi en cours. En effet, les couplages de Cs ($7D_{3/2}$) vers Cs($8P_{3/2}$) et Cs($8P_{1/2}$) sont identiques aux principaux couplages en jeu pour Cs($8P_{3/2}$). Observer l'influence de ces couplages pourrait donner des informations complémentaires à celles découlant de nos actuelles observations expérimentales.

[1] H. Failache *et al*, "Resonant van derWaals Repulsion between Excited Cs Atoms and Sapphire Surface"*Phys. Rev. Lett.*, **83,** 5469 (1999)
[2] G. Dutier *et al.*, "Coupling of atoms, surfaces and fields in dielectric nanocavities", in *Proceedings of the XVI International Conference on Laser Spectroscopy*, (P. Hannaford *et al.* Eds, World Scientific, Singapore, 2004), pp. 277–284 ; M.-P. Gorza et M. Ducloy, "van der Waals interactions between atoms and dispersive surfaces at finite temperature", *Eur. Phys. J. D* **40**, 343 (2006)
[3] J. Obrecht *et al.*, "Measurement of the Temperature Dependence of the Casimir-Polder Force",*Phys. Rev. Lett.*, **98,** 063201 (2007)
[4] A. Laliotis *et al*, "Selective reflection spectroscopy at the interface between a calcium fluoride window and Cs vapour"*Appl. Phys. B* **90**, 415 (2008)
[5] P. Chaves de Souza Segundo *et al.*, "Selective reflection spectroscopy on the UV third-resonance line of Cs: Simultaneous probing of a van der Waals atom-surface interaction sensitive to far IR couplings and interatomic collisions"*Laser Phys.* **17**, 983 (2007)
[6] J. M. McGuirk *et al*, "Alkali-metal adsorbate polarization on conducting and insulating surfaces probed with Bose-Einstein condensates",*Phys. Rev. A* **69**, 062905 (2004)
[7] T. Passerat de Silans *et al.*, " Temperature dependence of the dielectric permittivity of CaF_2, BaF_2 and Al_2O_3: application to the prediction of a temperature-dependent van der Waals surface interaction exerted onto a neighbouring Cs($8P_{3/2}$) atom *J. Phys.: Cond. Matter*, **21** 255902 (2009).

Piégeage et refroidissement d'ions Sr^+

Sébastien Removille, Romain Dubessy, Brice Dubost, Quentin Glorieux, Thomas Coudreau, Luca Guidoni, Jean-Pierre Likforman, Samuel Guibal*

Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162 CNRS / Université Paris-Diderot
Bât. Condorcet, case 7021, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris cedex 13
** samuel.guibal@univ-paris-diderot.fr*

Résumé : Nous présentons nos expériences de piégeage d'ions strontium refroidis par laser dans un p!ège de Paul linéaire. Une technique de chargement du piège originale est décrite, reposant sur la photo-ionisation d'une vapeur atomique par un processus à deux photons issus d'impulsions femtoseconde. Son efficacité est comparée avec celle du bombardement électronique.
Nous présentons une analyse du refroidissement laser par imagerie de fluorescence. cette étude est menée aussi bien dans le régime des faibles nombre d'ions avec l'observation des ions individuels d'une chaîne, que dans celui de grand nombre d'ions, qui conduit à la formation de nuages cristallisés

Mots-clés : strontium, photo-ionisation,refroidissement laser, piège de Paul

1. Introduction

Le refroidissement par laser d'ions piégés permet de créer des échantillons dont les degrés de libertés quantiques sont très bien contrôlés, bien découplés de l'environnement, et manipulables par l'interaction avec des faisceaux lasers. Ces systèmes jouent un rôle majeur dans différents domaines, tels que l'information quantique [1], la métrologie [2], l'optique quantique [3]. En ce qui concerne l'information quantique, des ensembles comportant quelques ions manipulés individuellement ont notamment permis la démonstration de portes quantiques[1]. Dans un régime très différent, il est possible de former des nuages cristallisés à grand nombre d'ions. De tels systèmes peuvent être utilisés pour des expériences de spectroscopie moléculaire à très haute résolution [4]ou bien pour étudier les propriétés thermodynamiques de systèmes ordonnés présentant des interactions à longue portée [5], mais également comme matériau pour des expériences d'optique quantique et de manipulation de l'information quantique[6,7]. La réalisation d'échantillons pour de telles expériences nécessite une bonne compréhension des mécanismes de création des ions et de refroidissement par laser dans des pièges électriques radio-fréquence. Nous présentons ici une méthode originale de chargement d'un piège par photo-ionisation d'une vapeur atomique au moyen d'impulsions laser femtoseconde à 431nm, et une étude de l'efficacité du refroidissement laser jusqu'à la formation de cristaux de Coulomb à différents nombre d'ions.

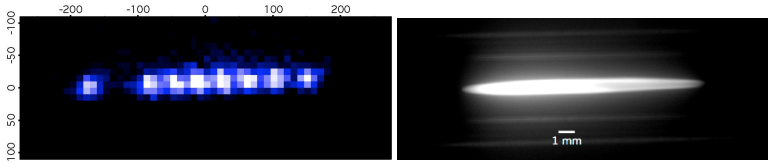


Fig. 1 : (a) Chaîne de 9 ions de strontium observés individuellement, l'écart entre les ions est de l'ordre de 30µm. L'espace sombre avant l'ions situé à gauche correspond à un isotope du strontium non majoritaire et non excité par les lasers. (b) Nuage de la fluorescence des ions dans le piège de Paul linéaire. Les bords nets et la stratification de la fluorescence indiquent une phase cristallisée.

La méthode traditionnelle utilisée pour charger un piège est de créer les ions directement dans la région de capture par bombardement électronique d'une vapeur atomique. Cette approche, très simple à mettre en oeuvre, présente plusieurs inconvénients : elle est peu efficace et nécessite donc une pression de vapeur atomique relativement élevée, les électrons diffusés dans l'enceinte perturbent les potentiels de piégeage de manière évolutive pendant des temps longs, elle n'est pas sélective et des espèces polluantes peuvent donc être piégées en compétition avec l'espèce désirée, etc... La photo-ionisation à deux photons par des lasers continus est une technique connue pour être efficace et non-perturbante, sa mise en oeuvre est néanmoins complexe car elle nécessite des lasers stabilisés en fréquences, à des longueurs d'onde qui nécessitent une opération de doublage de fréquence (431nm et 405nm pour le strontium [8,9]). Dans notre expérience nous mettons en oeuvre un laser Ti:Sa délivrant des impulsions fs intenses à 862nm. Grâce à un cristal non-linéaire, ces impulsions sont converties efficacement (>10%) en impulsions de longueur d'onde 431nm. Un processus à deux photons de cette énergie permet d'exciter la transition $(5s^2)\ {}^0S_0 \rightarrow (4d^2+5p^2)\,{}^1D_2$ dont le niveau final de très courte durée de vie est auto-ionisant. L'efficacité de ce processus d'ionisation bénéficie grandement de cette résonance. Nous avons comparé l'efficacité de chargement de notre piège par ce procédé et par la technique de bombardement électronique et montré notamment un gain d'un facteur 50 dans le nombre d'ions final dans le piège (voir également [10]). Ce résultat est crucial pour la réalisation d'échantillons de très grand nombre d'ions ($>10^5$) nécessaires pour les expériences d'optique quantique envisagées [7].
L'autre point important réside dans la maîtrise du refroidissement par laser dans des pièges radio-fréquences. Dans le cadre d'expériences d'optique quantique, il est important d'atteindre des distributions de vitesses étroites pour optimiser l'interaction de faisceaux laser avec le milieu étudié. La diminution de l'énergie cinétique des ions permet d'atteindre une situation où celle-ci devient inférieure à l'énergie potentielle d'interaction électrostatique entre voisins, dans ce cas les ions s'organisent en une phase quasi-cristalline et chaque ion n'explore qu'une zone très réduite (de l'ordre du µm). Cette situation n'est atteinte que lorsque le refroidissement laser est assez efficace pour contrebalancer les effets de réchauffement induits par l'oscillation à haute fréquence du potentiel et les collisions. Cet effet croît rapidement avec le nombre d'ions et il est difficile d'obtenir des nuages cristallisés. Nous avons étudié et optimisé les paramètres de piégeage et de refroidissement grâce à l'imagerie de fluorescence. Le dispositif très polyvalent du piège de Paul linéaire [11] permet d'observer aussi bien des chaînes de quelques ions que des cristaux comportant plusieurs dizaines de milliers d'ions.

Références

[1] H. Haffner, C. F. Roos, and R. Blatt, Quantum computing with trapped ions, Phys. Rep. 469,
[2] P. Gill, Optical frequency standards, Metrologia 42, S125-S137 (2005)
[3] G.R. Guthöhrlein, M. Keller, K. Hayasaka, W. Lange, H. Walther, A single ion as a nanoscopic probe of an optical field, Nature 414, 49 (2001) ; J. Eschner, C. Raab, F. Schmidt-Kaler, R. Blatt, Light interference from single atoms and their mirror images, Nature 413, 495 (2001) ; P. Herskind, A. Dantan, M.B. Langkilde-Lauesen, A. Mortensen, J.L. Sørensen, M. Drewsen, Loading of large ion Coulomb crystals into a linear Paul trap incorporating an optical cavity, Appl. Phys. B 93 373-379 (2008)
[4] A. Ostendorf, C. B. Zhang, M. A. Wilson, D. Offenberg, B. Roth, and S. Schiller, Sympathetic Cooling of Complex Molecular Ions to Mil likelvin Temperatures, Phys. Rev. Lett. 97, 243005 (2006) and erratum Phys. Rev. Lett. 100, 019904 (2008)
[5] D. H. Dubin and T. M. O'Neil, Rev. Mod. Phys. 71, 87 (1999)
[6] P Herskind, A Dantan, M. B Langkilde-Lauesen, A Mortensen, J. L Sørensen, M. Drewsen, Loading of large ion Coulomb crystals into a linear Paul trap incorporating an optical cavity, Appl. Phys. B 93, 373 (2008)
[7] T. Coudreau, F. Grosshans, S. Guibal and L. Guidoni, Feasibility of a quantum memory for continuous variables based on trapped ions: from generic criteria to practical implementation, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 40, 413 (2007) http://dx.doi.org/10.1088/0953- 4075/40/2/014.
[8] M. Brownnutt, V. Letchumanan, G. Wilpers, R. C. Thompson, P. Gill, A. G. Sinclair, Controlled photoionisation loading of 88 Sr+ for precision ion-trap experiments, Appl. Phys. B 87 411-415 (2007) http://dx.doi.org/10.1007/s00340-007- 2624- 8.
[9] K. Vant, J. Chiaverini, W. Lybarger, D. J. Berkeland Photoionization of strontium for trapped-ion quantum information processing, arXiv:quant-ph/0607055v1 (2006)
[10] S. Removille, R. Dubessy, Q. Glorieux, S. Guibal, T. Coudreau, L. Guidoni, J.-P. Likforman, Photoionisation loading of large Sr+ ion clouds with ultrafast pulses, arXiv 0811.3399 (2008)
[11] L. Guidoni, S. Guibal, T. Coudreau, B. Dubost and F. Grosshans, Dynamique d'ions, confinés dans un piège de Paul linéaire, J. Phys. IV France 135 315-316, (2006), http://dx.doi.org/10.1051/jp4:2006135104.

Spectre photonique de réseaux optiques bichromatiques

Stefan Rist[1] Patrizia Vignolo[2,⋆], and Giovanna Morigi[1]

1. Grup d'Òptica, Departament de Física, Universitat Autònoma de Barcelona, 08193 Bellaterra, Spain
2. Institut Non Linéaire de Nice, Université de Nice-Sophia Antipolis, CNRS, 1361 route des Lucioles, 06560 Valbonne, France
⋆ Patrizia.Vignolo@inln.cnrs.fr

Résumé : Nous avons étudié le spectre photonique d'un réseau optique unidimensionel bipériodique, quand les atomes d'un nuage atomique ultrafroid sont localisés dans les minima du réseau.
A la différence d'un réseau unidimensionel avec une simple maille de Wigner-Seitz, qui a toujours une bande interdite photonique à la resonance atomique, dans cette configuration le spectre de transmission peut, selon les cas, n'exhiber aucune bande interdite, deux bandes interdites ou de multiples bandes interdites, lorsqu'on fait varier le rapport entre la distance ρ des éléments de la maille et la taille a de la maille même. Nous avons evalué le spectre de transmission d'un faiseceau sonde en absence et en présence d'une cavité optique pour des paramètres réalistes pour les expériences [1].
Mots-clés : bandes photoniques, atomes froids, réseaux optiques.

1 Introduction

Ultracold atoms in optical lattices constitute a paradigmatic system whic allows to mimick dynamics typical of condensed matter systems [2]. A remarkable feature of optical lattices is that periodicity is controlled by the wavelength and the geometry of the propagating beams, which determine the light potentials. It has been observed that the modulation of the atomic density in these systems, and hence of the refractive index, makes optical lattices a photonic bandgap material [3].

In this work we study theoretically the photonic properties of biperiodic optical lattices, in a setup similar to the ones realized experimentally in [4]. We focus on a one-dimensional configuration assuming that the atoms are well localized at the lattice minima. The photonic spectra and the probe transmission are evaluated when the optical lattice is in free space and inside a standing wave optical resonator.

2 Le modèle

The physical system we consider is a one-dimensional periodic distribution of atoms in a light potential with a double primitive cell (see Fig. 1). We assume a sequence of N atoms of mass m in a standing wave created with lasers along the x direction. We denote the atomic positions along x by x_j, with $j = 1,\dots,N$. Denoting by a the size of the Wigner-Seitz cell, the positions are given by

$$\begin{aligned} x_j &= \ell a \ \text{ for } j = 2\ell, \\ &= \ell a + \rho \ \text{ for } j = 2\ell + 1, \end{aligned}$$

where $\ell = 0,1,\dots,M-1$, and $M = N/2$ is the number of cells (assuming N even for convenience). In the case here discussed, we set the size $a = \lambda$, where λ is the wavelength of the light which interacts with the dipolar transitions of the atoms. In our theoretical model we will make the following assumptions: *(i)* The atoms are well localized at the lattice points, and the size of the atomic wave packet is very small with respect to the laser wavelength; and *(ii)* we consider the coupling of the lattice only with modes of the electromagnetic field which propagate along the lattice.

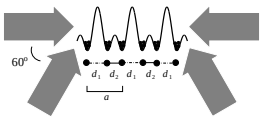


Fig. 1: From Ref [1]. A possible optical realization of the double period 1D lattice, considered in this work, can be obtained by using a monochromatic standing wave with wavelength λ, to which two laser beams are superposed, such that they are rotated by angles of 60° and 120° with respect to the axis of the lattice.

3 Les bandes photoniques

The photonic spectrum of the biperiodic structure (see Fig. 2(a)) has been evaluated assuming that the polarization of the incident light, is parallel to the dipole moments. Fig. 2(b) showes that the size of the gap is controlled by ρ, and it vanishes at $\rho = a/4$.

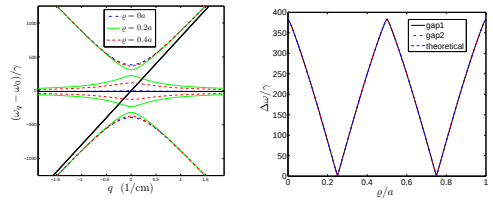


Fig. 2: From Ref. [1]. (a) Polariton dispersion for a 1D bichromatic lattice for different values of ρ obtained by summing over 40 BZ. The curves are evaluated for an optical lattice laser frequency $\omega_0 - 10\gamma$, considering the D2-line of ^{85}Rb atoms, with $\lambda = 780$ nm and $\gamma = 2\pi \times 6$ MHz. The solid black line is plotted for comparison, and corresponds to the case in which atoms and field are not coupled. (b) Photonic bandgap (numbered from lower to higher frequency) as a function of ρ/a.

4 Couplage avec une cavité

The observation of sufficiently large photonic bandgaps in free space requires a large number of lattice planes in a well controlled periodic structure, which is experimentally challenging. Nevertheless, observable effects can be found in small systems when coupling the atomic transition, for instance, to the modes of an optical resonator [5].

Figure 3 displays the squared transmission as a function of the probe frequency for two values of the dephasing φ between the cavity mode lattice and the atomic lattice, and for the values $\rho = 0, 0.2a, 0.4a$.

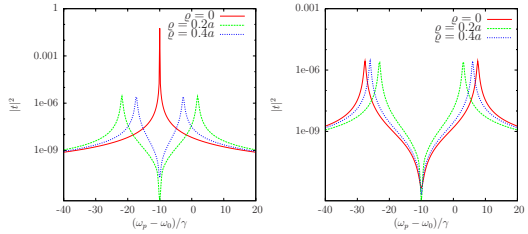


Fig. 3: From Ref. [1]. The absolute square of the transmission coefficient as a function of $(\omega_p - \omega_0)$ (in units of γ) is plotted for a lattice of ^{85}Rb atoms trapped by laser beams detuned to the blue of resonance by 10 γ, for 200 planes, in the presence of a cavity of length $L = 85$ mm and finesse $\mathscr{F} = 170000$, and for $\varphi = \pi/2$ (left) and $\varphi = 0$ (right).

5 Remerciements

P.V. acknowledges the financial support from the HPC-EUROPA project (RII3-CT-2003-506079), European Community - Research Infrastructure Action under the FP6 "Structuring the European Research Area" Programme.

Références

[1] S. Rist, P. Vignolo, and G. Morigi, Phys. Rev. A **79**, 053822 (2009).
[2] M. Lewenstein, A. Sanpera, V. Ahufinger, B. Damski, A. Sen De, U. Sen, Adv. Phys. **56**, 243 (2007).
[3] I.H. Deutsch, R.J.C. Spreeuw, S.L. Rolston, and W.D. Phillips, Phys. Rev. A **52**, 1394 (1995).
[4] G. Roati *et al.*, Nature (London) **4**53, 895 (2008).
[5] S. Slama *et al.*, Phys. Rev. A **72**, 031402(R) (2005).

Source de photons intriqués de faible largeur de raie à 1550 nm pour les communications quantiques

Jean-Loup Smirr[1], Isabelle Zaquine[1,⋆] Gérard Mouret[1], Patrick Busch[1], Romain Alléaume[1], Eleni Diamanti[1] et Robert Frey[1,2]

1. Laboratoire Traitement et Communication de l'Information, CNRS et Institut Telecom/Telecomm ParisTech, dép. TSI
46 rue Barrault, 75013 Paris, France

2. Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique Graduate School, CNRS
Campus Polytechnique, RD 128, 91128 Palaiseau cedex, France

⋆ isabelle.zaquine@telecom-paristech.fr

Résumé : Notre objectif est un embryon de réseau de communication quantique, comportant une source à 1550 nm, une interface de changement de longueur d'onde et une mémoire quantique. La source de paires de photons intriqués en polarisation, de faible largeur de raie, est obtenue par fluorescence paramétrique dans un cristal de PPLN. Le filtrage utilise des miroirs dichroïques, des filtres colorés et un résonateur de Fabry-Perot. On obtient 20000 paires de photons/s dans la bande de 40 MHz. Les asservissements concernant la longueur d'onde et l'intrication des photons jumeaux seront activés en alternance avec les mesures, sans affecter le débit de la source.
Mots-clés : photons jumeaux, intrication, filtrage.

1 Introduction

Pour les futurs réseaux de communication quantique, le stockage des bits quantiques est incontournable [1]. Or si la propagation sur de longues distances se fait naturellement autour de 1550 nm, le stockage nécessite plutôt des longueurs d'ondes correspondant à des transitions atomiques, de l'ordre de 800 nm, ce qui impose l'utilisation d'une interface quantique de changement de longueur d'onde [2]. De plus, les sources de photons intriqués, basées sur la fluorescence paramétrique dans des cristaux non linéaires, donnent des largeurs de raie de l'ordre de la dizaine de nanomètres au moins, alors que les transitions atomiques utilisées dans les mémoires peuvent supporter au maximum quelques dizaines de MHz [3]. Un filtrage spécifique doit donc être réalisé tout en maintenant un débit de photons suffisant. Nous présentons ici une source de paires de photons intriqués en polarisation à 1550 nm pour une propagation fibrée sur de longues distances, présentant une largeur de raie de l'ordre de 40 MHz, utilisable dans des réseaux de communications quantiques.

2 Photons jumeaux

La source (Fig. 1) est obtenue à partir d'une diode laser DFB continue à 1550 nm de puissance 50 mW, de largeur de raie $\Delta\nu = 5$ MHz. Un modulateur acousto-optique permet de générer des impulsions de 25 ns avec un taux de répétition de 2 MHz et le signal ainsi mis en forme est amplifié par un amplificateur à fibre dopée Erbium, de façon à obtenir une puissance moyenne de 5 W. Le faisceau est ensuite focalisé dans un premier cristal de PPLN pour obtenir, par doublement de fréquence, un signal à 775 nm qui sert de pompe pour réaliser la fluorescence paramétrique. Avant de focaliser la pompe ainsi obtenue, il est indispensable d'éliminer tous les signaux parasites et en particulier, tout résidu de lumière à 1550 nm qui risquerait de s'ajouter aux photons jumeaux. On utilise pour cela des miroirs dichroïques et des filtres colorés. La puissance de pompe utile est alors de 1,5 W.
Le deuxième cristal de PPLN produit la fluorescence paramétrique qui fournit les paires de photons jumeaux, colinéairement et avec une polarisation identique à celle de la pompe. Le signal à 775 nm est alors éliminé, ici encore avec une combinaison de miroirs dichroïques et de filtres colorés. L'encart de la Fig. 1 montre les spectres de fluorescence paramétrique obtenus quand la température du cristal de PPLN varie. La puissance maximum à la dégénérescence de longueur d'onde des deux photons émis, est obtenue pour une température de 145°C. La largeur de raie de la fluorescence, seulement limitée par l'accord de phase, est supérieure à la centaine de nanomètres. Il faut donc la réduire d'un facteur 10^5 à 10^6 pour assurer une bonne compatibilité avec une mémoire quantique.
On injecte les photons dans une fibre monomode, ce qui constitue une première contribution au filtrage fréquentiel en raison de l'accord de phase. On utilise ensuite deux filtres DWDM, ce qui réduit la bande à environ 1 nm et élimine de façon drastique tous les photons émis en dehors de la bande transmise. La dernière étape de filtrage est un résonateur de Fabry-Perot fibré, dont la finesse est de l'ordre de 1000 et dont l'intervalle spectral libre est tel qu'un seul pic de résonance soit présent dans la bande des filtres DWDM placés juste avant.
Finalement, les deux photons de la paire sont séparés par un coupleur fibré 50/50, avec une probabilité de 1/2. On mesure une puissance de 10 pW, après le filtre DWDM, ce qui nous permet d'extrapoler à 20000 paires par seconde après le coupleur dans la bande finale. En raison de la finesse du filtrage, il est critique de s'assurer que l'un des deux photons de la paire ne sera pas en dehors de la bande passante du filtre. Pour stabiliser le débit de paires de photons jumeaux dans la résonance du Fabry-Perot, nous avons choisi d'asservir la fréquence du laser DFB sur un pic de transmission du Fabry-Perot. Notons que la production de paires étant limitée aux intervalles de temps où le modulateur acousto-optique est passant, on peut utiliser le reste du temps pour d'autres mesures. Un signal issu du laser DFB est donc utilisé entre les impulsions de la pompe pour mesurer la transmission du FP et réaliser ainsi l'asservissement de la longueur d'onde.

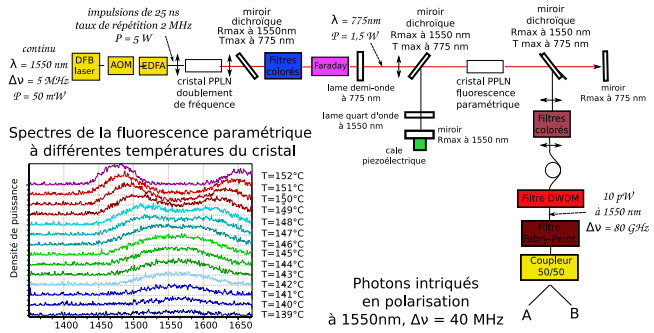


Fig. 1: Schéma de la source

3 Photons intriqués

Pour réaliser l'intrication, c'est à dire obtenir un état de polarisation de la paire du type $\frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle|H\rangle + |V\rangle|V\rangle)$, on utilise un double passage de la pompe dans le cristal de fluorescence paramétrique (voir Fig. 1). La composante $|H\rangle|H\rangle$ de l'état quantique est générée au premier passage. A la sortie du cristal la pompe est réfléchie ce qui autorise de nouveau la génération d'un état $|H\rangle|H\rangle$, mais en contra-propagation par rapport à la direction initiale. Un miroir dichroïque transparent pour la pompe (à 775 nm) placé avant le cristal de fluorescence permet de réfléchir ce signal vers un ensemble lame $\lambda/4$ à 1550 nm et miroir, de manière à retourner la polarisation et produire la composante $|V\rangle|V\rangle$. La différence de phase entre les deux composantes de l'état quantique de la paire de photons peut être ajustée, grâce à une cale piezoélectrique fixée sur ce dernier miroir. L'asservissement de la phase se fera là encore pendant les "temps morts", de manière à ne pas réduire le débit de la source.

4 Conclusion

Cette source, associée à une interface de changement de longueur d'onde à l'étude dans notre laboratoire en massif et dans un laboratoire partenaire en technologie guidée (LPMC à Nice) permettra des expériences de stockage de l'un des photons d'une paire dans une mémoire réalisée par nos partenaires (LAC) et restitution, tout en conservant l'intrication avec l'autre photon de la paire.

5 Remerciements

Cette étude a été financée par le CNRS, la Région Ile de France, l'Institut TELECOM et Télécom-ParisTech.

Références

[1] H. Dr Riedmatten, I. Marcikic, W. Tittel, H. Zbinden and N. Gisin, "Long distance quantum teleportation in a quantum relay configuration" Phys. Rev. Lett. **92**, pp. 047904 (2004).

[2] S. Tanzilli, W. Tittel, M. Halder, O. Alibart, P. Baldi, N. Gisin and H. Zbinden, , "A photonic quantum Interface", Nature **437**, pp. 116-120(2005).

[3] T. Chanelière, J. Ruggiero, J.L. Le Gouët, W. Tittel, J.H. Mun, A. Jouini, A. Yoshikawa, G. Boulon, Y. Le Du, Ph. Goldner, F. Beaudoux, J. Vincent, E. Antic-Fidancev, O. Guillot-Noel, "Tm3+:Y2O3 investigated for a quantum light storage application", Phys. Rev. B **77**, pp. 245127 (2008).

Vers une première observation de la non-conservation de la parité dans les molécules, par spectroscopie laser

Clara Stoeffler[1,*], Benoît Darquié[1], Alexander Shelkovnikov[1], Christophe Daussy[1], Olivier Lopez[1], Anne Amy-Klein[1] et Christian Chardonnet[1]

1. Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS, Université Paris 13, 99 avenue Jean-Baptiste Clément, 93430 Villetaneuse, France

** clara.stoeffler@univ-paris13.fr*

Résumé : Depuis sa prédiction théorique en 1974, l'observation de la violation de la parité dans les molécules reste un défi expérimental. Nous proposons d'observer une différence dans le spectre rovibrationnel des deux énantiomères d'une molécule chirale par la technique des franges de Ramsey à deux photons dans un jet supersonique. Nous présentons ici les premières étapes vers la concrétisation d'une telle expérience, notamment la réalisation et la caractérisation d'un jet supersonique d'une molécule complexe, solide à température ambiante.

Mots-clés : non-conservation de la parité, jet moléculaire supersonique, spectroscopie laser à ultra-haute résolution, métrologie

1. Introduction

Depuis sa prédiction théorique en 1974 [1], le phénomène de non conservation de parité (NCP) dans les molécules n'a encore jamais été observé. Cette NCP, induite par l'interaction faible, devrait se traduire par une différence en fréquence si l'on compare la même transition rovibrationnelle de deux énantiomères d'une molécule chirale. Cet effet est cependant très fin et sa mesure est un réel défi expérimental. Le principe de l'expérience que nous proposons ici est d'enregistrer simultanément les spectres de ces deux énantiomères, à l'aide d'une méthode de spectroscopie de très haute résolution.

2. Contexte

Une première étude de cet effet a déjà été entreprise il y a quelques années dans notre équipe sur une transition à 29.7 THz (10 µm) de la molécule chirale CHFClBr, mais la sensibilité de l'expérience, alors de 10^{-13}, n'était pas suffisante pour mesurer un déplacement fréquentiel attendu à 6×10^{-17} en valeur relative (soit 1,7 mHz) [2]. L'analyse des résultats avait mis en évidence les limites d'une telle expérience de spectroscopie d'absorption saturée en cellule : la largeur relativement importante de 100 kHz de la raie sondée, la faible pureté énantiomèrique des échantillons de molécules et surtout le déplacement différentiel des fréquences des transitions dû à la différence de pression entre les cellules. Des travaux théoriques récents [3] montrent que l'effet de NCP pourrait être 1000 fois plus important pour des molécules organométalliques (~1 Hz soit 10^{-13} en valeur relative). En outre, il est envisageable de synthétiser ces molécules en grande quantité et avec une pureté énantiomèrique proche de 100 %. L'utilisation de telles molécules combinée à une amélioration du dispositif expérimental devrait permettre d'observer la violation de la parité moléculaire pour la première fois.

3. Dispositif expérimental envisagé

Fort des enseignements de l'expérience précédente, le nouveau montage expérimental, schématisé sur la Fig. 1, sera un dispositif de spectroscopie moléculaire en jet supersonique alterné, entre énantiomère droit et gauche. Ceci devrait en effet permettre de s'affranchir de l'élargissement collisionnel (par pression) et de refroidir les degrés de liberté rotationnels des molécules. Par ailleurs l'utilisation du même montage pour les deux énantiomères droite et gauche de la molécule chirale permettra de limiter les erreurs systématiques. En outre, une expérience en jet supersonique est propice à la spectroscopie moléculaire de très haute résolution pour laquelle notre équipe possède une très forte expertise. En effet, une expérience développée depuis plusieurs années permet aujourd'hui de mesurer avec une incertitude relative de l'ordre de quelques 10^{-14} la fréquence centrale d'une raie à deux photons de SF_6 détectée dans une expérience de franges de Ramsey en jet supersonique [4]. Cette technique nous a permis d'obtenir des largeurs de raie de 100 Hz. Nous envisageons de modifier ce dispositif expérimental existant pour l'adapter à la spectroscopie ultra-haute résolution des nouvelles molécules chirales. Il faut souligner que le laser CO_2 d'interrogation utilisé peut-être asservi en fréquence sur la référence de haute performance de l'observatoire de Paris (laboratoire Systèmes de Référence Temps-Espace, SYRTE), constituée d'une fontaine à césium combinée à un maser à hydrogène et ceci grâce à un lien par fibre optique entre nos deux laboratoires (Fig. 1) [4]. Tout cela nous laisse espérer une sensibilité de 10^{-15} sur la mesure différentielle de fréquence entre molécule droite et gauche.

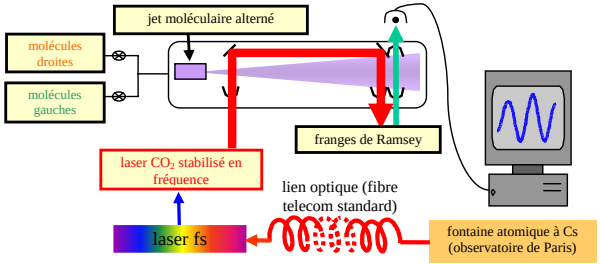


Fig. 1 : schéma de principe du dispositif expérimental envisagé pour l'observation de la non-conservation de la parité dans les molécules, par spectroscopie laser.

4. Premiers résultats

Nous avons tout d'abord exploré l'ensemble des outils de spectroscopie à notre disposition sur l'expérience existante et les avons testés sur la molécule SF_6 dont le spectre est connu avec précision. Nous aurons en effet à tester un certain nombre de molécules chirales différentes dont la spectroscopie est peu connue. Notre idée est, en plus de nous familiariser avec les techniques de spectroscopie de très haute résolution, de développer également des outils de spectroscopie plus grossière pour une étude rapide d'un grand nombre de molécules. Nous avons ainsi effectué des mesures de simple absorption linéaire sur une transition rovibrationnelle à un photon. Nous avons également enregistré des spectres d'absorption saturée en cavité, sur une transition à un photon ou à deux photons. L'ensemble de ces outils pourra être utilisé pour explorer le spectre des nouvelles molécules, notamment pour chercher des raies favorables à deux photons.

Les molécules que nous envisageons de sonder, fruit d'une collaboration avec des théoriciens en chimie quantiques et des chimistes expérimentateurs pour la synthèse, sont à l'état solide à température ambiante et leur spectroscopie n'est pas connue. La stratégie qui a été adoptée pour réaliser un jet supersonique de molécules à l'état solide est la mise en phase vapeur par simple chauffage des molécules, suivi de l'ensemencement par un gaz porteur. Nous avons donc réalisé un réservoir pour le stockage et le chauffage des molécules. Nous l'avons intégré à l'expérience existante via un dispositif constitué de tubes et de valves, pour permettre l'ensemencement par un gaz porteur et l'acheminement vers la buse. L'ensemble peut-être chauffé jusqu'à 200°C grâce à des cordons chauffant ou des thermocoaxes pour les éléments sous vide. Nous avons ainsi obtenu notre première mise en jet supersonique d'une molécule solide. Il s'agit d'une molécule test non-chirale bon marchée, l'uréthane, dont la spectroscopie est moyennement connue, grâce à laquelle nous expérimentons notre nouveau dispositif et notre panel d'outils de spectroscopie. La caractérisation de ce jet, a montré qu'il était possible d'ensemencer jusqu'à 10% d'uréthane dans quelques bars d'He.

5. Perspectives

Nous débutons actuellement la spectroscopie laser ultra-haute résolution de l'uréthane. Nous envisageons ensuite de reproduire ces expériences sur une nouvelle molécule, le méthyltrioxorhénium, beaucoup moins bon marchée, mais dont des dérivés chiraux sont en cours d'élaboration par nos collaborateurs chimistes. Nous espérons mettre en évidence des transitions à deux photons favorables, pour l'expérience de spectroscopie de ultra-haute résolution de franges de Ramsey. Une fois les dérivés chiraux synthétisés, nous passerons à l'observation de la non-conservation de parité à proprement parler.

Références

[1] D. W. Rein, "Some Remarks on Parity Violating Effects of Intramolecular Interactions" *J. Mol. Evol.* **4**, 15 (1974).

[2] Ch. Daussy, T. Marrel, A. Amy-Klein, C. T. Nguyen, Ch. J. Bordé and Ch. Chardonnet, "Limit on the Parity Nonconserving Energy Difference between the Enantiomers of a Chiral Molecule by Laser Spectroscopy" *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1554 (1999).

[3] P. Schwerdtfeger and R. Bast, "Large Parity Violation Effects in the Vibrational Spectrum of Organometallic Compounds" *J. Am. Chem. Soc.* **126**, 1652 (2004).

[4] A. Shelkovnikov, C. Grain, R. J. Butcher, A. Amy-Klein, A. Goncharov and Ch. Chardonnet, "Two-Photon Ramsey Fringes at 30 THz Referenced to an H Maser/Cs Fountain via an Optical-Frequency Comb at the 1-Hz Level" *IEEE Quant. Electron.* **40**, 1023 (2004).

Étude de la génération de paires de photons intriqués en polarisation à l'aide d'un guide d'onde PPLN doublement polarisé périodiquement

K. Thyagarajan[1,⋆], J. Lugani[1], S. Ghosh[1], K. Sinha[2], A. Martin[3], D. B. Ostrowsky[3], O. Alibart[3] et S. Tanzilli[3,⋆]

1. Department of Physics, IIT Delhi, New Delhi 110016, India
2. University of Maryland, College Park, Maryland, USA
3. LPMC, CNRS UMR 6622, Université de Nice – Sophia Antipolis, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France
⋆ ktrajan@gmail.com & sebastien.tanzilli@unice.fr

Résumé : Nous proposons une technique permettant la génération directe de paires de photons intriqués en polarisation, plus spécifiquement dans une superpostition d'états de polarisations croisées, alors que les photons sont émis hors dégénérescence en termes de longueur d'onde. Ceci peut être obtenu en satisfaisant simultanément deux conditions de conversion paramétrique de type II dans un guide d'onde intégré sur un substrat de niobate de lithium doublement polarisé périodiquement. Nous présentons une analyse quantique de cet effet afin de montrer la qualité de l'intrication potentielle mais aussi la faisabilité expérimentale de l'idée.

Mots-clés : Intrication en polarisation, optique quantique, conversion paramétrique.

1 Introduction

Entangled photon pairs are attracting a lot of attention due to their varied applications in the field of quantum information science and technology [1, 2, 3, 4]. Spontaneous parametric down conversion (SPDC) using second order nonlinearity in crystals such as lithium niobate (LN) in bulk as well as waveguide geometry is one of the important techniques to generate entangled photon pairs. Using titanium indiffused waveguides and standard quasi phase-matching (QPM) it is possible to generate signal and idler showing orthogonal polarization states. However, such a process does not automatically lead to polarization entangled states. In this paper we show that by using doubly periodically poled lithium niobate (PPLN), it is possible to create non-degenerate polarization entangled photon pairs. This is achieved by simultaneously satisfying the conditions for two SPDC processes, namely o-pump photons down converting to either e-signal and o-idler photon pairs, or to o-signal and e-idler photon pairs; here o and e correspond to ordinary and extraordinary polarizations. Such a scheme should be of great interest in applications requiring polarization entangled photon pairs with one of the photons at a wavelength suitable for interaction with an atomic ensemble (preferably in the visible range) and the other at the telecom wavelength of 1550 nm for propagation through optical fibers.

2 Theory

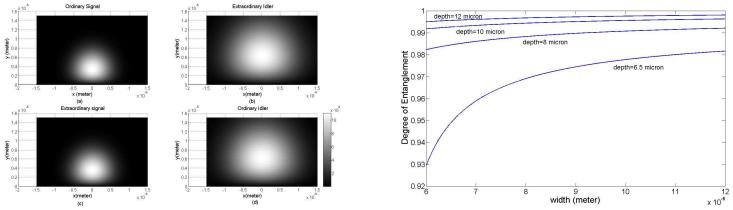
Since LN is a uniaxial medium, the quasi phase-matching period required for the two down conversion processes mentioned above are not the same. Since a single QPM period is normally used in type-II PPLN waveguides, it is impossible to satisfy both the above mentioned conditions simultaneously and downconversion cannot automatically lead to polarization entangled states [3]. Now, consider a QPM structure having a fundamental spatial frequency K_0 which is spatially modulated by another smaller spatial frequency K_p. By Fourier analysis, it follows that such a grating would have different spatial frequency components. If the spatial frequencies required for the two downconversion processes are K_1 and K_2, then by choosing $K_0 = \frac{1}{2}(K_1 + K_2)$ and $K_p = \frac{1}{2}(K_1 - K_2)$ it is possible to achieve both SPDC processes simultaneously. In such a case, an incident pump photon can split into either combination of signal and idler polarizations resulting in an entangled state at the output. Similar multiple quasi phase-matched wavelength converter for use in variable wavelength conversion has been reported earlier [5].
In order to show that the output state would be polarization entangled, we consider the SPDC process in a titanium in-diffused waveguide in *z*-cut, *x* propagating LN, and assume that the substrate is poled as described above such that two separate QPM conditions can be satisfied simultaneously. By treating the pump field classically and the signal and idler fields to be represented by quantum mechanical operators, using the interaction picture we establish that the output two photon state is entangled in polarization and is given by

$$|\psi\rangle = i(C_{oe}|s_o, i_e\rangle + C_{eo}|s_e, i_o\rangle), \tag{1}$$

where the coefficients C_{oe} and C_{eo} are related to the overlap integrals between the pump, signal and idler fields and $|s_o, i_e\rangle$ represents a state with ordinary signal and extraordinary idler photon, and conversely for the state $|s_e, i_o\rangle$. To quantify whether the output state is maximally entangled or not we define a parameter γ as the ratio of the minimum of (C_{oe} and C_{eo}) and maximum of (C_{oe} and C_{eo}). For a maximally entangled state γ would be unity while for a product state γ would be zero. Thus the relative magnitude of these the two coefficients (C_{oe} and C_{eo}) would determine whether the output state is maximally entangled or not.

3 Numerical simulations

We have carried out numerical simulations using a scalar variational method to obtain the effective indices and modal field profiles at the pump (519 nm), signal (780 nm) and idler (1550 nm) wavelengths from which γ can be evaluated [6]. The refractive index values (n_b) of the LN substrate were calculated using the Selleimeir equation [7], and the index increase values corresponding to ordinary and extraordinary waves are taken from [8]. Fig. 1-(a) shows the transverse mode patterns at signal and idler wavelengths corresponding to ordinary and extraordinary polarizations and Fig. 1-(b) shows the achievable degree of entanglement as a function of the waveguide width. It can be seen that maximally entangled states can indeed be obtained over a wide range of waveguide widths.



(a) (b)

Fig. 1: (a) - Mode profiles of ordinary and extraordinary modes at signal and idler wavelengths; (b) - Variation of γ with waveguide width. Values of various assumed parameters are: Δn_{op}=0.038; Δn_{ep}=0.037; Δn_{os}= 0.034, Δn_{es}= 0.030 and Δn_{oi}= 0.0025, Δn_{ei}= 0.0025 (subscripts p, s and i correspond to pump, signal and idler).

4 Conclusion

We have presented a proposal for the generation of polarization entangled non degenerate paired photons using a doubly periodically poled titanium indiffused lithium niobate waveguide. Theoretical analysis as well as numerical calculations have been provided to show that almost maximally polarization entangled photons could be produced by this process.

5 Remerciements

The authors thank DST, India and CNRS, France for partial support of this work through an Indo French Networking project.

Références

[1] S. Tanzilli, H. De Riedmatten, W. Tittel, H. Zbinden, P. Baldi, M. P. De Micheli, D. B. Ostrowsky, and N. Gisin, "Highly efficient photon- pair source using periodically poled lithium niobate waveguide", Electron. Lett. **37**, pp. 26-28 (2001).

[2] S. Tanzilli, W. Tittel, H. De Riedmatten, H. Zbinden, P. Baldi, M. P. De Micheli, D. B. Ostrowsky, and N. Gisin, "PPLN waveguide for quantum communication", Eur. Phys. J. D **18**, pp. 155-160 (2002).

[3] A. Martin, V. Cristofori, P. Aboussouan, D. B. Ostrowsky, A. Thomas, H. Herrmann, W. Sohler, O. Alibart, and S. Tanzilli, "Integrated optical source of polarization entangled photons at 1310 nm", Opt. Exp. **17**, pp. 1033-1041 (2009).

[4] T. Honjo, H. Takesue, and K. Inoue, "Generation of energy-time entangled photon pairs in 1.5 μ m band with periodically poled lithium niobate waveguide", Opt. Exp. **15**, 1679 (2007).

[5] M. Asobe, O. Tadanaga, H. Miyazawa, Y. Nishida, and H. Suzuki, "Multiple quasi phase-matched device using continuous phase modulation of $\chi(2)$ grating and its application to variable wavelength conversion", IEEE J. Quant. Electron. **41**, p. 1540 (2005).

[6] A. Sharma and P. Bindal, "Analysis of Diffused planar and channel waveguides", IEEE J. Quant. Electron **29**, p. 150 (1993).

[7] Crystal Technology Inc, http://www.crystaltechnology.com/docs/LNopt.pdf

[8] S. Fouchet, A. Carenco, C. Daguet, R. Guglielmi, and L. Riviere, "Wavelength Dispersion of Ti indiffused refractive index change in $LiNbO_3$ as a function of diffusion parameters", J. Light. Tech. **5**, pp. 700-708 (1987).

Corrélations optomécaniques entre deux faisceaux : vers le régime quantique

P. Verlot, A. Tavernarakis, T. Briant, P.-F. Cohadon et A. Heidmann
Laboratoire Kastler Brossel, UPMC-ENS-CNRS, Case 74,
4 place Jussieu, F75252 Paris Cedex 05, France

Résumé : Les effets quantiques de la pression de radiation induisent des limites fondamentales sur la sensibilité des interferomètres gravitationnels. L'objectif de notre expérience est de mettre en évidence ces effets en utilisant une cavité à miroir mobile de grande finesse. En envoyant dans la cavité deux faisceaux laser, nous avons observé des corrélations classiques induites par la pression de radiation. Nous avons également démontré que notre montage expérimental est capable de mesurer des corrélations induites par le bruit quantique de pression de radiation.
Mots-clés : ondes gravitationelles, pression de radiation, limite quantique standard.

I. INTRODUCTION

En mécanique quantique, toute mesure est responsable d'une action en retour sur le système mesuré, qui limite en général la sensibilité de la mesure. Il en est ainsi dans les mesures interférométriques, où les miroirs de l'interféromètre sont susceptibles de se déplacer sous l'effet de la pression de radiation exercée par la lumière. Ceci provoque un bruit supplémentaire dans la mesure de longueur des bras de l'interferomètre et conduit à l'existence d'une limite quantique pour la sensibilité de la mesure. Ces effets produisent également des corrélations entre l'intensité de la lumière et le mouvement du miroir, qui pourraient être mises à profit en optique quantique.

Pour observer ce type d'effets, nous avons développé une expérience basée sur une cavité Fabry-Perot de grande finesse, dans laquelle les déplacements du miroir mobile sont mesurés avec une sensibilité meilleure que l'attomètre en détectant les variations de phase du faisceau réfléchi par la cavité. Nous présentons les dernières améliorations apportées à ce dispositif, qui nous ont permis de mettre en évidence des corrélations classiques induites par la pression de radiation, et qui devraient prochainement nous permettre l'observation des effets quantiques.

Pour observer des corrélations optomécaniques, il est nécessaire d'envoyer deux faisceaux sur le miroir mobile. Les fluctuations d'intensité du premier faisceau, intense, vont être responsables de fluctuations de position. Ces fluctuations vont être sondées par un deuxième faisceau moins intense. Puisque les fluctuations d'intensité du faisceau intense ne sont pas modifiées lors de la réflexion sur la cavité, les corrélations observées entre la phase du faisceau sonde et l'intensité du faisceau intense représentent fidèlement le couplage optomécanique entre le faisceau intense et le miroir mobile. La figure 1 présente le montage expérimental utilisé. Une cavité Fabry-Perot de grande finesse ($\mathcal{F} = 300000$) est utilisée pour sonder la position du miroir. Un modulateur électro-optique résonnant est utilisé pour asservir la cavité sur la résonance optique par la méthode Pound-Drever-Hall. La biréfrigence résiduelle de la cavité est compensée en utilisant deux modulateurs acousto-optiques (AOM) indépendants pour chaque faisceau. Une cavité de filtrage

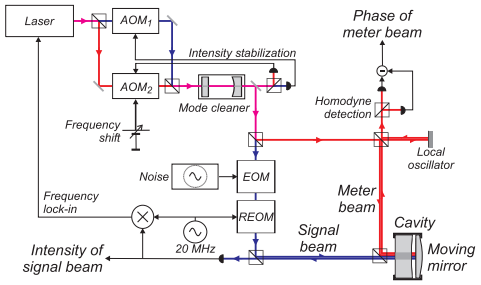


Fig. 1: Montage expérimental. Le faisceau laser est separé en deux composantes de polarisations, envoyées séparement dans la cavité. On utilise un modulateur électro-optique (EOM) pour introduire un bruit d'intensité classique sur le faisceau intense, dont on veut mesurer le bruit d'intensité. On observe les fluctuations d'intensité du faisceau intense avec une photodiode alors qu'une détection homodyne, qui fonctionne au niveau du bruit quantique, mesure les fluctuations de phase du faisceau sonde.

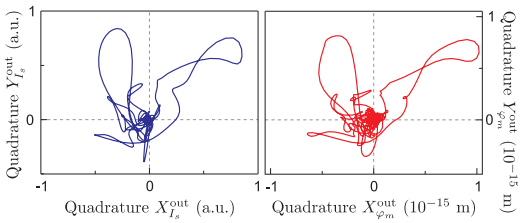


Fig. 2: Les trajectoires dans l'espace des phases du bruit d'intensité du faisceau intense (gauche) et du bruit de phase du faisceau sonde (droite). Nos paramètres optomecaniques donnent un rapport $\sqrt{S_x^{\rm rad}/S_x^{\rm T}} \simeq 5$.

permet d'adapter le profil spatial des deux faisceaux au mode optique de la cavité. La sensibilité du montage ($3.0 \times 10^{-20}\,\mathrm{m}/\sqrt{\mathrm{Hz}}$) est suffisante pour analyser le bruit thermique du miroir à température ambiante et caractériser les propriétés optomécaniques de ses modes de vibration.

II. CORRELATIONS OPTOMECANIQUES

Pour observer les effets quantiques de la pression de radiation il est nécessaire de les amplifier pour qu'ils deviennent prépondérants par rapport aux bruits classiques qui interviennent dans la mesure de la position du miroir. Le bruit thermique du miroir est le plus important : il faut donc rendre le bruit de pression de radiation $S_x^{\rm rad}$ plus grand que le bruit thermique $S_x^{\rm T}$. Pour un oscillateur harmonique de masse M, fréquence de résonance $\Omega_{\rm M}/2\pi$ et de facteur de qualité Q, le rapport est égal à :

$$\frac{S_x^{\rm rad}}{S_x^{\rm T}} = 2.3\left(\frac{\mathcal{F}}{300\,000}\right)^2\left(\frac{800\,\mathrm{nm}}{\lambda}\right)\left(\frac{P_{\rm in}}{1\,\mathrm{mW}}\right)\times\left(\frac{1\,\mathrm{mg}}{M}\right)\left(\frac{Q}{10^6}\right)\left(\frac{1\,\mathrm{MHz}}{\Omega_{\rm M}/2\pi}\right)\left(\frac{1\,\mathrm{K}}{T}\right) \qquad (1)$$

où T est la température de l'environnement, $\mathcal{F}$ la finesse de la cavité, λ la longueur d'onde et $P_{\rm in}$ la puissance incidente du faisceau intense. Pour avoir un rapport (1) le plus grand possible on favorise les caractéristiques optiques du système. Pour cela, on utilise un miroir mobile plan-convexe en silice qui présente une très grande finesse [1] et un très grand facteur de qualité mécanique [2] mais une masse assez grande. Les paramètres déduits par le spectre du bruit thermique, avec lesquels cette expérience a été réalisée sont : $\Omega_{\rm M}/2\pi = 1.125\,\mathrm{MHz}$, $M = 500\,\mathrm{mg}$ et $Q = 500\,000$.

Les résultats presentés (Fig. 2) montrent clairement des corrélations optomécaniques entre la position du miroir, qui est proportionnelle aux fluctuations de phase $\delta\varphi_m^{\rm out}(t)$ du faisceau sonde, et les fluctuations d'intensité $\delta I_s^{\rm out}(t)$ du faisceau intense. Les fluctuations de phase du faisceau sonde et du faisceau intense sont exprimées par leur quadratures dans l'espace des phases :

$$\begin{aligned}\delta I_s^{\rm out}(t) &= X_{I_s}^{\rm out}(t)\cos(\Omega_{\rm c}t) + Y_{I_s}^{\rm out}(t)\sin(\Omega_{\rm c}t)\,,\\ \delta\varphi_m^{\rm out}(t) &= X_{\varphi_m}^{\rm out}(t)\cos(\Omega_{\rm c}t) + Y_{\varphi_m}^{\rm out}(t)\sin(\Omega_{\rm c}t)\,.\end{aligned}$$

La figure 2 montre les trajectoires dans l'espace des phases du faisceau sonde et du faisceau intense [4]. Les trajectoires sont très similaires, ce qui montre des corrélations très importantes entre les deux faisceaux. En appliquant une modulation classique moins importante que le bruit thermique ($S_x^{\rm rad}/S_x^{\rm T} \simeq 0.3$) et, en moyennant dans le temps les corrélations, on a réussi à extraire la contribution au mouvement du miroir due à la pression de radiation. Actuellement, on utilise cette méthode de moyennage pour essayer de mettre en évidence les effets quantiques de la pression de radiation.

[1] T. Caniard, P. Verlot, T. Briant, P.-F. Cohadon, and A. Heidmann, Phys. Rev. Lett. **99**, 110801 (2007).
[2] T. Briant, P.-F. Cohadon, A. Heidmann, and M. Pinard, Phys. Rev. A **68**, 033823 (2003).
[3] C. M. Mow-Lowry, B. S. Sheard, M. B. Gray, D. E. McClelland, and S. E. Whitcomb, Phys. Rev. Lett. **92**, 161102 (2004).
[4] P. Verlot, A. Tavernarakis, T. Briant, P.-F. Cohadon, and A. Heidmann Phys. Rev. Lett. **102**, 103601 (2009)

Approche analytique de la génération d'impulsions THz accordables en fréquence avec des impulsions laser femtosecondes mises en forme

S. Vidal, J. Degert, J. Oberlé et E. Freysz

Université de Bordeaux, CPMOH
351 Cours de la Liberation, 33405 Talence
s.vidal@cpmoh.u-bordeaux1.fr

Résumé : Nous présentons ici une approche analytique permettant la génération d'impulsions THz accordables en fréquence par rectification optique d'impulsions laser femtosecondes mises en forme. Les impulsions mises en forme à l'aide d'un façonneur à cristaux liquides correspondent à un train d'impulsions optiques dont le nombre et le taux de répétition sont ajustables. Les interférences spectrales entre ces différentes impulsions permettent la synthèse d'impulsions THz accordables spectralement. Nous avons également développé un programme de simulation donnant des résultats en très bon accord avec l'expérience.

Mots-clés : impulsions femtosecondes, mise en forme, rectification optique, impulsions THz.

1. Introduction

La spectroscopie THz est une technique de choix pour l'étude des modes de vibration basse fréquence. Cependant, les impulsions THz générées avec des impulsions femtosecondes présentent généralement une grande largeur spectrale ce qui entraîne une excitation simultanée de plusieurs modes. La génération de spectres THz étroits et accordables spectralement présente donc un intérêt majeur pour l'étude et l'excitation sélective de certains modes de vibration intervenant dans des processus fondamentaux comme la photosynthèse [1] ou les transitions de phase métal-isolant [2]. Nous proposons ici une approche analytique permettant la génération d'impulsions THz accordables en fréquence par rectification optique d'impulsions femtosecondes mises en forme. Cette technique s'appuie sur une bonne compréhension des mécanismes gouvernant la rectification optique et présente l'avantage de ne pas nécessiter l'emploi d'algorithmes d'optimisation. La mise en forme des impulsions est réalisée à l'aide d'un façonneur à cristaux liquides [3].

2. Analyse Théorique

Parmi toutes les techniques permettant de générer des impulsions THz, la rectification optique d'impulsions laser femtosecondes à 800 nm dans le cristal semi-conducteur de ZnTe est l'une des plus utilisées [4]. En sortie du cristal générateur de longueur z, l'expression du champ électrique THz dans le domaine spectral est la suivante [5] :

$$E_{THz}(\Omega,z) = iz\frac{\Omega^2}{2c^2}\frac{\chi^{(2)}(\Omega)}{k(\Omega)+\frac{\Omega}{v_g}}C(\Omega)e^{i\left(\frac{\Omega}{v_g}+k(\Omega)\right)\frac{z}{2}}\mathrm{sinc}\left[\left(k(\Omega)-\frac{\Omega}{v_g}\right)\frac{z}{2}\right]$$

c étant la vitesse de la lumière dans le vide, $\chi^{(2)}$ la susceptibilité non-linéaire d'ordre 2 du ZnTe, v_g la vitesse de groupe de l'impulsion laser et C(Ω) la densité spectrale d'énergie :

$$C(\Omega) = \int \frac{d\omega}{2\pi} A(\omega)A(\omega-\Omega)e^{i(\varphi(\omega)-\varphi(\omega-\Omega))}$$

où A(ω) et φ(ω) sont respectivement l'amplitude et la phase du champ électrique associé à l'impulsion laser.
Cette expression montre que la génération par rectification optique d'un photon THz à la pulsation Ω résulte des interférences entre toutes les paires de photons de l'impulsion laser de fréquences respectives ω et $\omega-\Omega$. Elle dépend donc fortement de la phase spectrale $\varphi(\omega)$ de l'impulsion optique. Pour une impulsion limitée par transformée de Fourier (TL), toutes les composantes spectrales étant en phase, les interférences sont constructives sur une large gamme spectrale dans le domaine THz et C(Ω) est maximum. Ce terme est multiplié par la condition d'accord de phase (sinus cardinal dans l'expression ci-dessus), située autour de 2 THz dans le cristal de ZnTe. Le spectre résultant est représenté sur la figure 1 ; il est centré autour de 2 THz en accord avec la condition d'accord de phase et présente une largeur à mi-hauteur de 2.5 THz. Cependant, si la phase spectrale est modulée de façon périodique à une fréquence F_{rep}, alors les interférences ne sont plus constructives que pour les fréquences $F = n \times F_{rep}$ (n est un entier) et C(Ω) présente des pics centrés à ces fréquences. La condition d'accord de phase étant inchangée, elle agit comme un filtre spectral permettant de sélectionner uniquement le pic centré en F_{rep}. Le spectre THz est donc maintenant centré à cette fréquence et plus à celle imposée par l'accord de phase. Dans le domaine temporel, cette modulation de phase sinusoïdale correspond à un train d'impulsions de période $T_{rep}=1/F_{rep}$.

3. Résultats expérimentaux et simulations

La figure 1 présente le spectre THz obtenu par rectification optique d'une impulsion limitée par transformée de fourier (30 fs à 800 nm) dans un cristal de ZnTe de 300 µm et détecté par effet électro-optique dans un deuxième cristal de ZnTe identique au premier. La figure 2, quant à elle, représente le signal THz dans le domaine temporel ainsi que son spectre pour une impulsion mise en forme de phase spectrale $\varphi(\omega) = a\cos\left(T_{rep}\omega\right)$ avec a=2.65 et T_{rep}=417 fs.

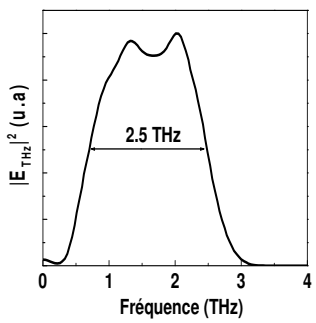


Fig. 1 : Spectre THz pour une impulsion TL

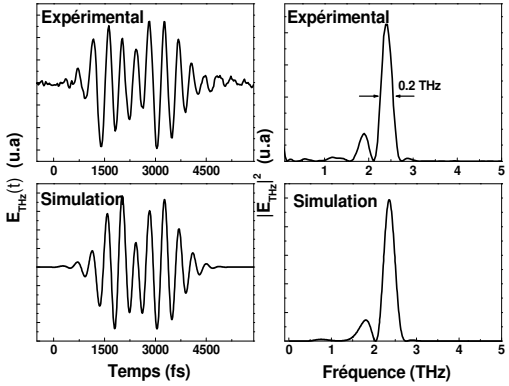


Fig. 2 : Signal THz dans les domaines temporel et spectral pour un train d'impulsions de période 417 fs avec a=2.65: expérience et simulation.

Le spectre THz obtenu avec un train d'impulsion de période T_{rep} est centré à une fréquence de $1/T_{rep}$. En changeant le paramètre T_{rep}, il est donc possible de déplacer la fréquence centrale du spectre THz de 500 GHz (T_{rep}=2 ps) à 3 THz (T_{rep}=333fs). Il est également possible de contrôler la largeur du spectre (ΔF) en variant le paramètre a. Le programme de simulation développé donne des résultats en très bon accord avec l'expérience (fig.2).

4. Conclusion

Nous avons développé une technique analytique permettant la génération d'impulsions THz accordables en fréquence. Cette dernière repose sur la rectification optique dans un cristal de ZnTe de train d'impulsions femtosecondes dont le nombre d'impulsions et le taux de répétition sont ajustables. Les résultats expérimentaux montrent la possibilité de générer des spectres THz étroits (jusqu'à 0.2 THz à mi-hauteur) et accordables spectralement de 500 GHz à 3 THz. Les résultats obtenus sont en très bon accord avec les prédictions de notre programme de simulation. Notre modélisation offre la possibilité d'étudier la génération d'impulsions ayant des formes et des phases temporelles adaptées aux milieux étudiés.

Références

[1] J. L. Herek et al, "Quantum control of energy flow in light harvesting" *Nature* **417**, (2002).
[2] Rini et al, "Control of the electronic phase of a manganite by mode-selective vibrational excitation" *Nature* **449**, 93 (2007).
[3] A.M Weiner, "Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators" *Rev of scientific instruments* **71**, 5 (2000).
[4] K. Reimann, "Table-top sources of ultrashort THz pulses" *Rep. Prog. Phys.* **70**, 1597-1632 (2007).
[5] J.P Caumes et al, "Kerr-like nonlinearity induced via TeraHertz generation and the electro-optical effect in Zinc Blende crystals" *Physical Review Letters* **89**, 4 (2002).

Influence de la dynamique des porteurs sur la génération d'impulsions THz par rectification optique d'impulsions laser intenses

S. Vidal, J. Degert, M. Tondusson, J. Oberlé et E. Freysz

Université de Bordeaux, CPMOH
351 Cours de la Liberation, 33405 Talence
s.vidal@cpmoh.u-bordeaux1.fr

Résumé : Nous avons mesuré l'évolution du spectre THz, généré par rectification optique dans des cristaux de ZnTe, en fonction de l'intensité de l'impulsion laser femtoseconde incidente. Lorsque l'intensité augmente, nous observons d'une part un décalage anormal du spectre vers les basses fréquences et d'autre part une évolution anormale de l'énergie THz en fonction de l'intensité laser pour des cristaux épais. Nous montrons que la prise en compte de l'influence des porteurs générés par absorption à deux photons sur la génération et sur la propagation de l'onde THz permet de rendre compte de nos observations.

Mots-clés : impulsions THz, rectification optique, absorption à deux photons, création de porteurs.

1. Introduction

Parmi toutes les techniques permettant de générer des impulsions THz, la rectification optique d'impulsions laser femtosecondes à 800 nm dans le cristal semi-conducteur de ZnTe est l'une des plus utilisées [1]. Bien que ce cristal soit largement utilisé, l'évolution de son comportement à forte intensité laser fait encore l'objet de débats. Après une brève analyse théorique de ce processus de génération, nous présenterons l'évolution à la fois du spectre et de l'énergie THz en fonction de l'intensité laser incidente pour différentes épaisseurs de cristal générateur. Nous observerons, à forte intensité, un désaccord relativement important entre théorie et expérience. Nous montrons quantitativement que la création de porteurs par absorption à deux photons est responsable de ce désaccord.

2. Analyse Théorique

En l'absence d'absorption, l'expression du champ électrique THz en sortie du cristal générateur de longueur z est la suivante [5] :

$$E_{THz}(\Omega,z) = iz\frac{\Omega^2}{2c^2}\frac{\chi^{(2)}(\Omega)}{k(\Omega)+\frac{\Omega}{v_g}}C(\Omega)e^{i\left\{\frac{\Omega}{v_g}+k(\Omega)\right\}\frac{z}{2}}\mathrm{sinc}\left[\Delta k\frac{z}{2}\right] \quad \text{avec } \Delta k = \frac{\Omega}{v_\varphi}-\frac{\Omega}{v_g}$$

c étant la vitesse de la lumière dans le vide, $\chi^{(2)}$ la susceptibilité non-linéaire d'ordre 2 du ZnTe, v_g la vitesse de groupe de l'impulsion laser, v_φ la vitesse de phase de la composante spectrale THz Ω et C(Ω) la densité spectrale d'énergie. La condition d'accord de phase est vérifiée lorsque Δk=0 c'est-à-dire lorsque l'indice de groupe à 800 nm n_g est égal à l'indice de phase n(Ω) dans le domaine THz (autour de 2 THz dans ce cristal figure 1).

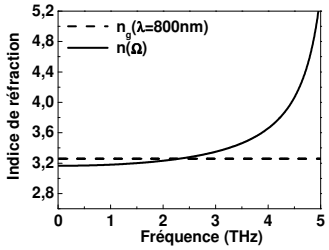


Fig. 1 : Condition d'accord de phase à 800 nm dans le ZnTe.

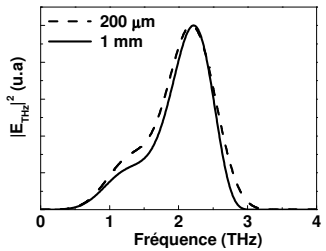


Fig. 2 : Spectres THz théoriques pour deux épaisseurs de cristal générateur : z=200 µm et z=1 mm.

Pour les deux épaisseurs de cristal générateur z, la fréquence centrale du spectre THz est identique (2 THz) ; elle est imposée par la condition d'accord de phase et ne dépend pas de l'épaisseur z du cristal (figure2).

3. Résultats expérimentaux et discussion

La figure 3 présente les spectres THz générés dans un cristal de ZnTe de 200 µm pour deux intensités d'impulsion I_p différentes. On constate qu'à faible intensité, le spectre est centré vers 2 THz en accord avec la condition d'accord de phase dans ce cristal ; tandis qu'à haute intensité, le spectre se décale anormalement vers 1THz. Nous avons obtenu des résultats similaires pour des cristaux plus épais. On constate également qu'au delà de 7.4 GW/cm^2, l'allure du spectre THz ne change plus, soulignant un phénomène de saturation. Pour les cristaux de plus fortes épaisseurs, nous avons mis en évidence un écart à l'évolution quadratique de l'énergie THz, W_{THz}, par rapport à l'intensité incidente (figure 4).

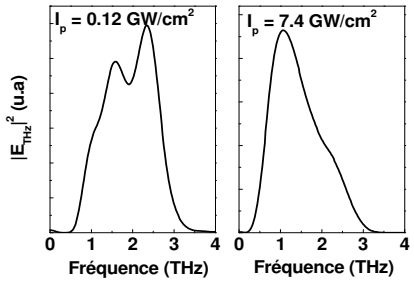


Fig. 3 : Spectres THz générés dans un cristal de 200 µm pour deux valeurs de I_p.

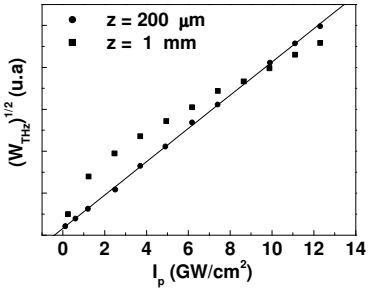


Fig. 4 : Racine carrée de W_{THz} en fonction de I_p pour deux épaisseurs différentes de cristal générateur.

Nous attribuons ces phénomènes aux porteurs créés par absorption à deux photons dans la bande de conduction. En effet, ils sont créés avec un excès d'énergie de l'ordre de 1 eV et forment donc un gaz d'électrons chaud pouvant modifier fortement la condition d'accord de phase et le coefficient d'absorption du ZnTe dans le domaine THz. Pour valider cette hypothèse, nous avons réalisé une expérience pompe optique (800 nm) sonde THz dans des ZnTe de différentes épaisseurs. Les résultats expérimentaux montrent clairement que plus l'intensité de l'impulsion pompe augmente et plus l'absorption de la sonde THz est importante. Cette expérience montre également un phénomène de saturation autour de 8 GW/cm^2, valeur pour laquelle la saturation de la TPA apparait dans le ZnTe [2]. Nos résultats mettent également en évidence que l'absorption du THz est favorisée du coté des hautes fréquences ce qui explique les résultats de la figure 3.
Les résultats précédents indiquent que pour des cristaux épais, les composantes spectrales THz générées sur les premières couches du ZnTe sont fortement absorbés lors de la propagation dans le cristal générateur. De plus, l'étirement temporel de l'impulsion incidente à 800 nm et donc la diminution de l'efficacité de génération THz deviennent conséquents pour un cristal de 1 mm. Ces deux effets entraînent une diminution de la longueur de génération effective [3] et conduisent aux résultats de la figure 4.

4. Conclusion

Nous avons montré que la création de porteurs par absorption à deux photons limitent fortement le rendement du processus de génération d'impulsions THz par rectification optique dans le ZnTe. Ces porteurs modifient fortement la partie réelle et imaginaire de l'indice du ZnTe dans le domaine THz et sont responsables de l'évolution anormale du spectre et de l'énergie THz avec l'intensité laser incidente.

Références

[1] K. Reimann, "Table-top sources of ultrashort THz pulses" *Rep. Prog. Phys.* **70**, 1597-1632 (2007).
[2] Gu et al, "Z-scan theory of two-photon absorption saturation and experimental evidence" *Journal of applied physics* **102**, 083101 (2007).
[3] Schneider et al, "Generation of terahertz pulses through optical rectification in organic DAST crystals: theory and experiment" *JOSA B*, **23**, 9 (2006).

Contrôle de la fluorescence d'un nanocristal individuel par l'interaction avec des plasmons de surface

Céline Vion[1], Piernicola Spinicelli[2], Amaury Avoine[1], Laurent Coolen[1], Catherine Schwob[1*], Carlos Barthou[1], Paul Benalloul[1], Jean-Marc Frigerio[1], Jean-Pierre Hermier[2,3], Agnès Maître[1]

[1]Institut des NanoSciences de Paris, UMR CNRS 7588, Université Pierre et Marie Curie, 140 rue de Lourmel, 75015 Paris, France
[2]Laboratoire Kastler Brossel, UMR CNRS 8552, Ecole Normale Supérieure, Université Pierre et Marie Curie, 24 rue Lhomond, 75005 Paris, France
[3]GEMAC, UMR 8635, Université de Versailles Saint Quentin en Yvelines, 45 avenue des Etats-Unis, 78035 Versailles Cedex, France
**schwob@insp.jussieu.fr*

Résumé : Nous avons étudié l'émission d'un nanocristal individuel placé à proximité d'une surface d'or. Le diagramme d'émission et la dynamique de celle-ci étant fortement dépendants de l'environnement du nanocristal, la surface d'or peut être utilisée pour contrôler et, en particulier, pour augmenter la fluorescence de l'émetteur.
Mots-clés : nanocristal individuel, plasmon de surface, taux d'émission spontanée, efficacité de collection

En biologie aussi bien que dans les protocoles d'information quantique, les sources lumineuses à base de nano-émetteurs suscitent un grand intérêt. En cryptographie quantique par exemple, il est nécessaire de disposer de sources de photons uniques d'efficacité quantique élevée et dont on collecte l'émission de façon efficace. Les nanocristaux de CdSe, sources de photons uniques très brillantes à température ambiante, sont de bons candidats pour ce type d'application.
Nous proposons ici une configuration, basée sur le couplage avec les modes plasmoniques d'une surface d'or, permettant d'augmenter l'efficacité quantique ainsi que la collection de l'émission d'un nanocristal individuel.

Un microscope confocal est utilisé pour collecter la fluorescence de nanocristaux individuels placés à différentes distances d'une surface d'or plane et pour mesurer l'intensité émise en champ lointain. L'interaction électromagnétique entre le nanocristal et son environnement est mise en évidence par des mesures de fluorescence résolues en temps à température ambiante.
Nous avons vérifié, par des expériences de dégroupement de photons, que la génération de photons uniques subsiste quelque soit la distance à l'interface et même dans le cas où le couplage aux plasmons de surface est important.
Pour des distances de l'ordre de la longueur d'onde, des interférences dues à l'effet miroir induisent l'exaltation ou l'inhibition de l'émission spontanée des nanocristaux. En dessous de 100 nm, une augmentation du taux de recombinaison spontanée, due à un couplage en champ proche important avec les modes plasmoniques de la surface d'or, a été observée (augmentation d'un facteur 7 pour une distance de 20 nm).
Ces modifications du temps de vie sont en bon accord avec nos calculs basés sur la théorie semiclassique d'un dipôle individuel oscillant près d'une interface. De plus, la collection de l'émission d'un nanocristal individuel est fortement modifiée par la présence de la surface d'or comme le montrent nos simulations numériques. Expérimentalement, l'efficacité de la collection du champ lointain, obtenue avec un objectif d'ouverture numérique 0.75, est augmentée d'un facteur 3 par rapport au cas d'un nanocristal placé dans un milieu d'indice 1.5 pour une distance de 80 nm entre le nanocristal et la surface d'or (voir fig 1 et 2).

Ces résultats expérimentaux démontrent non seulement la possibilité de contrôler l'émission par couplage avec les plasmons de surface d'une structure métallique, mais aussi l'optimisation de l'efficacité de collection en champ lointain, ce qui est capital pour les applications en biologie et en information quantique.

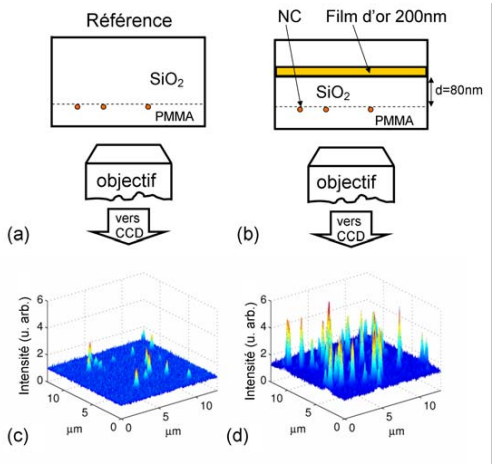


Fig 1 : (a) Schéma de l'échantillon de référence : les nanocristaux sont recouverts de 60 nm de PMMA. (b) Dispositif expérimental pour la mesure de l'intensité d'émission de nanocristaux placés à 80 nm d'une interface d'or et recouverts de 60 nm de PMMA. L'intensité d'émission des nanocristaux est enregistrée par une caméra CCD. (c) Niveau d'intensité détectée sur l'échantillon de référence. (d) Niveau d'intensité détectée des nanocristaux déposés à 80 nm de la surface d'or.

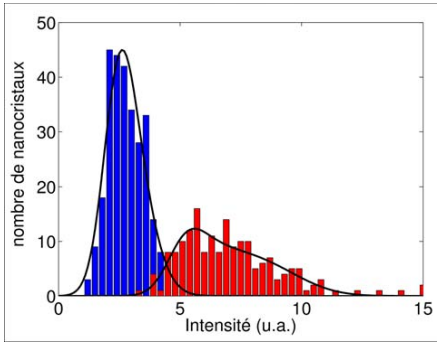


Fig 2 : Histogramme de l'intensité d'émission des nanocristaux pour l'échantillon de référence (bleu) et pour les nanocristaux à 80 nm de l'interface d'or (rouge). Courbes noires : ajustements.

Luminescence résolue en angle et en temps de nanocristaux de CdTeSe infiltrés dans des opales artificielles

Céline Vion[1], Amaury Avoine[1], Carlos Barthou[1], Paul Bénalloul[1], Catherine Schwob[1*], Laurent Coolen[1], Alex Gruzintev[2], Gennadii Emel'chenko[3], Vladimir Masalov[3], Jean-Marc Frigerio[1] et Agnès Maître[1]

[1] Institut des NanoSciences de Paris, UMR-CNRS 7588,
Université Pierre et Marie Curie, F-75015 Paris, France
[2]Institut of Microelectronics Technology and High Purity Materials,
Russian Academy of Science, 142432 Chernogolovka, Moscow District, Russia
[3]Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Science, 142432, Chernogolovka, Moscow District, Russia
** schwob@insp.jussieu.fr*

Résumé : Les cristaux photoniques sont caractérisés par une modulation périodique de leur constante diélectrique à l'échelle de la longueur d'onde, induisant l'existence d'une bande photonique interdite incomplète. Lorsque des émetteurs sont insérés dans de telles structures, leur taux d'émission spontanée (proportionnel à la densité locale d'états photoniques) est modifié. Les cristaux photoniques permettent ainsi de contrôler l'émission de nano-émetteurs ce qui ouvre la voie à de nombreuses applications en information quantique.
Nous présentons ici la modification du diagramme d'émission et du temps de vie de nanocristaux infiltrés dans les cristaux photoniques auto-assemblés que sont les opales artificielles.

Mots-clés : cristal photonique, nanocristal, luminescence, taux d'émission spontanée

Un cristal photonique à trois dimensions est obtenu en synthétisant une opale artificielle par sédimentation à partir de billes de silice de 400 nm de diamètre [1]. De par leur mode de synthèse, basé sur l'auto-assemblage et donc très simple en comparaison avec d'autres techniques de fabrication de cristaux photoniques, les opales sont des systèmes très prometteurs.

L'opale, notée A, ainsi obtenue est infiltrée avec une solution de nanocristaux de CdTeSe dont le spectre d'émission est centré sur 700 nm. La modification de l'émission de ces émetteurs à l'échelle collective est mise en évidence par des mesures de luminescence résolues en angle. Le diagramme de rayonnement mesuré pour une longueur d'onde d'analyse de 700 nm montre l'existence d'une bande interdite (ou gap) au niveau de laquelle l'émission est inhibée (Fig 1b). Il est comparé à ceux obtenus pour une opale dont le gap ne correspond pas à l'émission des nanocristaux (opale B), et dans le cas où l'opale est transformée temporairement en un milieu d'indice constant en l'imbibant de décane. Dans ces deux cas, le creux d'intensité disparait, remplacé par un diagramme lambertien. L'existence de la bande interdite est mise en évidence pour différentes longueurs d'onde (Fig 1c) pour lesquelles nous avons vérifié que l'angle correspondant au gap suit bien la loi de Bragg.

Nous avons également mesuré la durée de vie des nanocristaux dans l'opale A en la comparant à celle de nanocristaux infiltrés dans l'opale de référence (opale B) (voir Fig 2). Une augmentation de 9%, en bon accord avec nos calculs de densité locale d'états photoniques, a été mise en évidence [2].

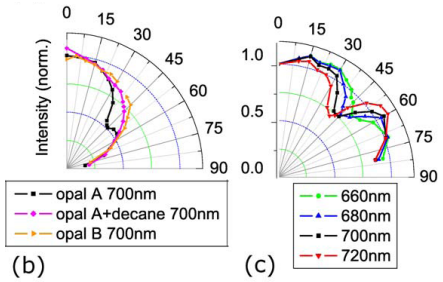


Fig. 1 : Diagrammes de rayonnement de nanocristaux infiltrés dans des opales. (b) dans différentes opales, (c) dans l'opale A pour différentes longueurs d'onde d'analyse.

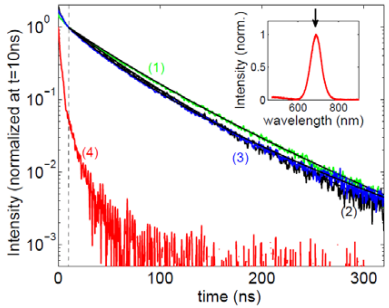


Fig 2 : Durées de vi e : (1) dans l'opale A, (2) dans l'opale B, (3) dans l'opale A imbibée de décane, (4) Luminescence intrinsèque de l'opale.

Références

[1] A. P. Philipse "Solid opaline packings of colloidal silica spheres." *Journal of Materials Science Letters*, **8,** 1371–1373 (1989).
[2] C. Vion, C. Barthou, P. Bénalloul, C. Schwob, L. Coolen, A. Gruzintev, G. Emelchenko, W. Masalov, J.-M. Frigerio, and A. Maître "Manipulating emission of CdSe/ZnS nanocrystals embedded in 3D photonic crystals." *Journal of Applied Physics*, **105**, 113120 (2009)

Fibres microstructurées conçues pour la conception de sources non classiques de photons

Stéphane Virally[1,⋆], Jean-Simon Corbeil[1], Joshua Slater[2], Alexandre Kudlinski[3], Géraud Bouwmans[3], Laurent Labonté[4], Félix Bussières[1,2], Mikaël Leduc[1], Wolfgang Tittel[2], Nicolas Godbout[1] et Suzanne Lacroix[1]

1. COPL, Génie physique, École Polytechnique de Montréal, C.P. 6079, Succ. Centre-Ville, Montréal (Québec), H3C 3A7, Canada
2. Institute for Quantum Information Science, University of Calgary, Calgary (Alberta), T2N 1N4, Canada
3. Université de Lille 1, IRCICA, FR CNRS 3024, Laboratoire PhLAM, UMR CNRS 8523, 59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France
4. LPMC, UMR CNRS 6622, Université de Nice Sophia Antipolis, Parc Valrose, 06108 Nice Cedex 2, France
⋆ stephane.virally@polymtl.ca

Résumé : Des calculs d'accords de phase de mélanges à quatre ondes vectoriels dans des fibres microstructurées permettent de prédire, pour une géométrie donnée, les longueurs d'onde de génération. Une source non classique de photons annoncés utilisant ce principe est réalisée et testée.
Mots-clés : fibres microstructurées, sources non classiques, optique quantique.

1 Introduction

La plupart des implémentations de sources non classiques de photons uniques ou intriqués mettent à profit la fluorescence paramétrique dans les cristaux, donc des mélanges à trois ondes. Une autre avenue est de recourir à un mélange à quatre ondes (M4O) dans une fibre, souvent avec une microstructure air-silice (FMAS) [1]. Dans cette configuration, les effets non-linéaires sont facilement mis en évidence dans des longueurs de fibre de l'ordre du mètre avec des puissances de pompe facilement accessibles. De plus, les photons produits sont confinés spatialement avec une largeur spectrale a priori étroite, ce qui facilite leur séparation. Ainsi, avec un pompage à 1064 nm, on peut créer des photons à 810 nm, où la détection par une photodiode au silicium est efficace, et à 1550 nm, au delà de la génération Raman et dans la bande C des télécommunications sur fibre optique.

2 Calculs d'accords de phase spécifiques

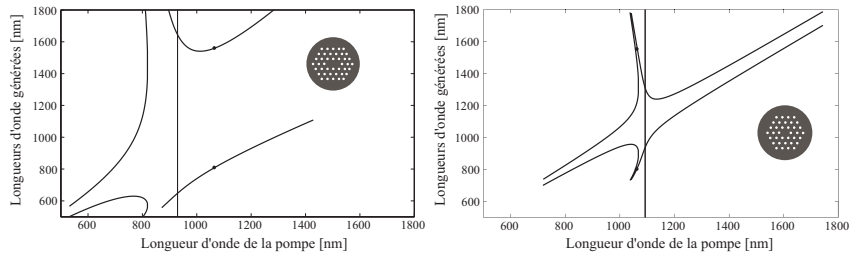
Lors d'un processus de M4O, deux photons de pompe sont anihilés au profit de deux photons générés, à condition que les équations suivantes soient vérifiées : $\omega_+ + \omega_- = 2\omega_p$ et $n_+\omega_+ + n_-\omega_- = (n_{p1} + n_{p2})\,\omega_p$, où ω_p est la pulsation de pompe, ω_+ et ω_- les pulsations, n_+ et n_- les indices effectifs des modes générés, et n_{p1} et n_{p2} ceux des modes de pompe (qui peuvent être distincts). Pour un mode donné (par exemple le mode fondamental), en raison des symétries du coefficient $\chi^{(3)}$ dans la silice, il existe trois types d'accords de phase pour des M4O dans les fibres, selon la polarisation par rapport aux axes propres de biréfringence :

- **le type colinéaire (type C)** : les polarisations des quatre photons sont colinéaires.
- **le type orthogonal (type O)** : la pompe est polarisée le long d'un axe, les photons générés sur l'autre.
- **le type mixte (type M)** : la pompe est polarisée à 45° et les photons sont générés sur chacun des axes.

La figure 1 montre les accords de phase pour deux géométries de fibres. À titre d'illustration, nous avons choisi de montrer un cas de figure relativement extrême en termes de biréfringence et un autre où, au contraire, la biréfringence est nominalement nulle. Dans les deux cas les paramètres de la fibre ont été ajustés pour que les photons soient générés autour de 810 nm et de 1550 nm pour un pompage à 1064 nm.

3 Application : sources non classiques de photons

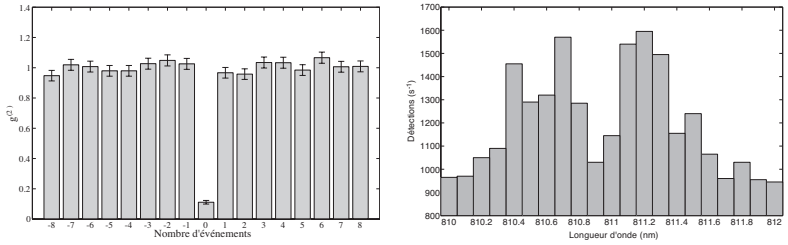
Le montage expérimental comprend la source en tant que telle et un système de caractérisation de son émission. Les impulsions de pompe d'un laser Nd:YAG (1064 nm) – opérant en verrouillage de modes (100 MHz, 300 ps) – sont injectées dans 10 m de fibre de la figure 1(b). À la sortie, les deux signaux à 810 nm et 1550 nm sont séparés par un miroir dichroïque. Le photon à 810 nm, détecté efficacement par une photodiode au silicium, permet d'annoncer l'arrivée du photon à 1550 nm. Les tests sont effectués à l'aide d'un montage de Hanbury Brown et Twiss : les photons à 1550 nm sont injectés dans un coupleur 50/50 à fibre unimodale et recueillis sur deux détecteurs InGaAs. Des détails sur le montage sont disponibles dans la référence 2. La nature non classique de la source est confirmée par la mesure de la fonction de corrélation en intensité, $g^{(2)}(0)$, inférieure à 1, ainsi que le montre l'histogramme de la figure 2(a), fait pour une puissance moyenne de pompe injectée de 12,5 mW. L'élargissement avec dédoublement



(a) Fibre très biréfringente. (b) Fibre nominalement non biréfringente.

FIG. 1: Accords de phase de type O pour deux types de FMAS. La géométrie des structures de fibre associées est montrée en encart. La ligne verticale repère le zéro de dispersion. Dans les deux cas, la génération a lieu autour de 810 nm et de 1550 nm pour un pompage à 1064 nm. Pour la fibre (a), l'accord de phase est réalisé via la biréfringence de la fibre en régime de dispersion anormale. Le pas est de $\Lambda = 2\,\mu$m, le diamètre des trous est $d = 1{,}4\,\mu$m. Pour la fibre (b), l'accord de phase est réalisé en régime de dispersion normale. Une biréfringence de 10^{-5}, indépendante de la longueur d'onde, a été ajoutée pour mettre en évidence les effets du contrôle imparfait de la symétrie de la fibre. Le pas est de $\Lambda = 4{,}07\,\mu$m, le diamètre des trous est $d = 2{,}01\,\mu$m.

du spectre des photons générés autour de 810 nm présenté à figure 2(b) peut être attribué à une biréfringence non contrôlée de l'ordre de 10^{-5} ainsi que le laissent prévoir les accords de phase de la figure 1(b).



(a) (b)

FIG. 2: (a) Paramètre $g^{(2)}$ en fonction du décalage des fenêtres de détection. Une valeur $g^{(2)} = 1$ indique que les signaux sont non corrélés ; (b) Mesure, en régime de comptage de photons, du spectre d'émission de la source autour de 810 nm. La résolution du monochromateur utilisé est 0,1 nm.

4 Conclusion

La flexibilité de design de fibres microstructurées permet à partir d'une longueur d'onde de pompe donnée de créer des accords de phase à des longueurs d'onde spécifiques pour des applications ciblées. Pour des accords très éloignés de la longueur d'onde de pompe (hors de la bande Raman), la forte biréfringence des fibres microstructurées à symétrie d'orde 2 peut être mise à profit pour une génération contrôlée en polarisation. Alternativement, on peut utiliser une fibre nominalement non biréfringente. Dans ce cas, la biréfringence non contrôlée élargit les bandes latérales obtenues par mélange à quatre ondes en régime de dispersion normale et la polarisation des photons générés est difficilement contrôlable. Néanmoins, il n'en reste pas moins vrai que la génération des photons dans une telle fibre permet de construire une source non classique, ce que nous avons démontré expérimentalement.

Références

[1] J. Rarity, J. Fulconis, J. Duligall, W. Wadsworth, and P. Russell, "Photonic crystal fiber source of correlated photon pairs," *Opt. Express*, vol. 13, no. 2, pp. 534–544, 2005.

[2] J.-S. Corbeil, J. A. Slater, A. Kudlinski, G. Bouwmans, S. Virally, F. Bussières, M. Leduc, S. Lacroix, N. Godbout, and W. Tittel, "Photons annoncés générés dans une fibre microstructurée," in *Optique Lille 2009*. SFO

Ensembles de microparticules dans un piège optique: études des interactions optiques à travers le mouvement du centre de masse commun

S. Barland[1], L. Ben Ltaïf[2], S. Roudon[3] et G.L. Lippi[1,⋆]

1. Institut Non Linéaire de Nice, UMR 6618 CNRS-Université de Nice Sophia Antipolis, 1361 Route des Lucioles, F-06560 Valbonne
2. Master ΩMEGA, Université de Nice-Sophia Antipolis
3. Licence de Physique, Université de Nice-Sophia Antipolis
⋆ Gian-Luca.Lippi@inln.cnrs.fr

Résumé : L'interaction optique résultant de l'interférence entre la lumière diffusée par des ensembles de microsphères et celle qui forme le piège laser même est étudiée à l'aide du mouvement brownien de l'ensemble. Les résultats obtenus jusqu'ici montrent que le coefficient de diffusion du centre de masse d'un tel ensemble dépend du nombre de particules piégées. Les coefficients de diffusion obtenus pour un nombre de particules compris entre une et quatre prennent des valeurs qui sont bien distinctes, en dehors des barres d'erreur expérimentales.
Mots-clés : interaction optique, microsphères, mouvement brownien, piège laser.

1 Introduction

La manipulation de micro- et nano-objets en suspension par le biais d'un faisceau laser [1] est un sujet qui s'est très fortement développé dans les dix dernières années. Les enjeux sont multiples. D'un coté on y trouve des questions concernant la physique fondamentale des interactions entre lumière et matière où la forme de l'objet, sa taille, relative à la longueur d'onde de la lumière, la nature du matériau, l'indice de refraction relatif à celui du liquide de la suspension et la viscosité de celui-ci sont les paramètres cruciaux. De l'autre les applications sont extrêmement nombreuses et couvrent une gamme qui s'étend de la microfluidique et de l'hydrodynamique à petite échelle, aux nanotechnologies, aussi bien qu'aux sciences du vivant. Pour ces dernières la manipulation de l'ADN, attaché à des microbilles diélectriques contrôlées par laser, est un des exemples les plus frappants [1].

Un aspect du piégeage de microparticules par laser qui demeure peu étudié est l'interaction qui se crée au sein d'un piège optique par le biais du champ diffusé par les diffuseurs mêmes. Une interaction tout-optique entre les particules, appellée "optical binding" [2], apparaît grâce à l'interférence entre la composante du champ de piège diffusé et le piège même. Cette inteférence donne lieu à des termes de modulation spatiale de la distribution d'intensité locale autour de chaque particule qui prend une forme du type $\propto \frac{\cos(kr)}{r^{\alpha}}$ où k représente le vecteur d'onde du rayonnement laser, r la coordonnée radiale (dans un repère sphérique) autour de chaque diffuseur, et α un exposant qui vaut exactement 1 dans le cas de la diffusion de Rayleigh. Il s'agit donc d'une diffusion "à longue portée" qui modifie la forme locale du piège même pour d' éventuelles autres particules se trouvant à proximité. On comprend immédiatement comment un grand ensemble de particules pourra s'organiser, sous l'action d'un piège homogène (ou quasi-homogène, tel qu'un faisceau gaussien de grand taille) ou même modulé [3].

Ces systèmes présentent donc un fort intérêt pour l'étude des interactions fondamentales dans des échantillons formés par un nombre important d'éléments mais également pour la caractérisation des facteurs qui perturbent les pincettes multiples et les pièges étendus qui sont visés pour la manipulation (en nanotechnologies optiques) et l'analyse (e.g. biochimique) d'échantillons formés par un nombre important de composants.

2 Description du système expérimental

Nous nous intéressons à l'interaction entre particules piégées dans un cuve mince (Hellma 106, épaisseur $100\mu m$ ou $200\mu m$) placée horizontalement sur un plateau x-y avec contrôle micrométrique motorisé et traversée par un faisceau laser focalisé par un objectif de microscope (Edmund Scientific x4, O.N. 0,10). La source laser est soit un laser Ar^{+} Coherent Innova 310 (tout-raies, avec séparation par prisme de la raie $\lambda = 514,5nm$ en dehors de la cavité) soit un Coherent Verdi. L'échantillon est formé de microbilles de polystyrène (Polyscience) de diamètre nominal $d = 3\mu m$ diluées à $10^{-4} - 10^{-5}$ en volume, en suspension dans de l'eau à haute resistivité. La faible densité des billes (relative à l'eau $\rho \approx 1,05$) permet au faisceau de piège de vaincre la force de gravité et de les pousser toutes contre la face supérieure de la cuve, formant donc un piège effectivement bi-dimensionnel. L'interaction optique entre billes est donc limitée, en première approximation, à celle résultante de la composante du champ diffusé perpendiculairement au faisceau laser, comme dans [2]. Le diamètre typique du piège (estimé à e^{-1}) est de la dizaine à quelques dizaines de micromètres alors que la puissance optique varie entre la dizaine et la centaine de mW. L'observation est faite en enregistrant par une caméra CCD, reliée à un système d'acquisition d'images, l'image des billes en mouvement dans le piège. Un logiciel dedié, basé sur la reconnaissance des formes, permet le traitement en temps réél des images (cadence d'acquisition 10Hz), l'identification des centres des billes et l'enregistrement des coordonnées correspondantes.

Les billes que nous utilisons sont de diamètre assez large pour que la modulation spatiale à la longueur d'onde (optical binding) soit fortement attenuée par effet de moyenne ($d \approx 8\lambda$ dans l'eau). Ce choix nous permet de nous affranchir des détails de la configuration locale de l'intensité à l'échelle de la longueur d'onde pour garder seulement l'interaction optique moyenne.

3 Traitement des donnés

L'objectif est de mesurer le coefficient de diffusion du centre de masse d'un nombre variable de particules pour mettre en évidence une éventuelle dépendence de ce coefficient avec la "masse" de l'ensemble. Une interaction de nature optique couplerait en effet le mouvement des différents composants de l'ensemble reduisant donc la mobilité de son centre de masse. Les mesures avec une seule particule sont prises comme référence.

L'estimation du centre de masse suit la procédure standard, qui revient à mesurer la distance D parcourue par une bille en fonction du temps. Cette quantité varie de façon aléatoire pour une seule série et donne lieu à un résultat cohérent seulement quand une moyenne sur un grand nombre de répétitions est calculée.

Puisque nous disposons d'un seul "échantillon", constitué par le nombre désiré de billes, par mesure, nous ne pouvons pas calculer directement les moyennes nécessaires à l'estimation du coefficient de diffusion. Nous sectionnons donc le long fichier en un nombre m de parties de même longueur pour calculer la distance moyenne parcourue par la bille au cours du temps.

La longueur de la sous-série de points mesurés dépend du temps nécessaire à atteindre la saturation. Or, la présence du piège impose une saturation rapide du mouvement aléatoire dans le plan, car les particules "atteignent rapidement les bords". Une saturation complète est obtenue typiquement pour des séries de 400 points, mais déjà en comparant les estimations du coefficient de diffusion pour 100 et 200 points on trouve le même résultat. Seule l'incertitude augmente pour des séries de 200 points car le nombre total de sous-séries que l'on peut obtenir est reduit de la moitié. Nous prenons donc des séries de 100 points pour calculer les moyennes.

Considérant la partie linéaire (initiale) de chaque courbe obtenue pour la distance moyenne parcourue, nous estimons la pente de la droite, directement liée au coefficient de diffusion. Pour une dernière amélioration de l'estimation, les calculs sont faits en partageant en deux parties égales le fichier initial, en obtenant la pente moyenne sur chacun et enfin en calculant la moyenne pondérée des deux résultats.

4 Résultats et conclusions

Le tableau ci-contre donne les valeurs typiques trouvées pour le coefficient de diffusion D en fonction du nombre de particules N dans le piège. On remarque que les variations observées du coefficient de diffusions sont significatives. Mis à part le saut observé entre une et deux particules, les rapports entre les autres valeurs observées sont supérieurs à l'augmentation de la masse (si l'on considérait le centre de masse comme rassemblant la masse totale de l'ensemble). Ce résultat est en accord avec une interaction optique qui couplerait partiellement, mais pas entièrement, le mouvement des particules.

N	$D(m^2s^{-1}) \times 10^{-13}$
1	2.2 ± 0.3
2	1.3 ± 0.1
3	1.0 ± 0.1
4	0.8 ± 0.1

L'influence du piège n'est pour l'instant pas quantifiée, de même que les perturbations de différente nature (hydrodynamique, interaction avec la surface, etc.) qui pourraient jouer un rôle sur le mouvement des billes.

5 Remerciements

Nous sommes reconnaissant à Jean-Marc Fournier pour son assistance dans le dévéloppement du projet, et remercions George Batrouni, Mario Gattobigio et Robin Kaiser pour des discussions précieuses.

Références

[1] A. Ashkin, "Optical Trapping and Manipulation of Neutral Particles Using Lasers" (World Scientific, Singapore, 2006) et bibliographie citée et disponible dans le volume.

[2] M.M. Burns, J.-M. Fournier et J. Golovchenko, Phys. Rev. Lett. **63**, 1233 (1989).

[3] M.M. Burns, J.-M. Fournier et J. Golovchenko, Science **249**, 749 (1990).

Signature expérimentale de la thermalisation d'une onde optique lors de la génération de supercontinuum

B. Barviau[1], B. Kibler[1], A. Kudlinski[2], S. Coen[3], G. Millot[1], A. Picozzi[1*]

1. Institut Carnot de Bourgogne, UMR 5029 CNRS-Université de Bourgogne, 9 Av. A. Savary, 21078 Dijon, France
2. Université de Lille, Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, 59655 Villeneuve d'Ascq, France
3. Physics Department, The University of Auckland, Private Bag 92019, Auckland, New Zealand
** antonio.picozzi@u-bourgogne.fr*

Résumé: La génération de supercontinuum est caractérisée par un élargissement dramatique du spectre de l'onde optique lors de son passage dans un milieu fortement non linéaire. Nous montrons que, dans certaines conditions, la génération de supercontinuum peut être décrite par des arguments thermodynamiques simples basés sur la théorie de turbulence faible. Cet effet peut ainsi être interprété comme un processus de thermalisation du champ optique qui est caractérisé par une évolution irréversible du champ vers un état d'équilibre qui maximise l'entropie du système. La théorie est relativement bien confirmée par une expérience réalisée dans une fibre optique (microstructurée) sur une largeur spectrale de plus de 150 THz.

1. Introduction

Nous étudions l'évolution des propriétés de cohérence d'une onde optique partiellement cohérente lors de sa propagation dans un milieu non linéaire. Par analogie avec la théorie cinétique des gaz, l'onde incohérente exhibe, en règle générale, un processus de thermalisation qui se caractérise par une évolution irréversible du spectre de l'onde vers un état d'équilibre thermodynamique, i.e. le spectre de Rayleigh-Jeans (RJ). La théorie cinétique de turbulence faible donne une description détaillée de cet effet de thermalisation d'ondes incohérentes [1,2]. En dépit de son importance, ce phénomène irréversible n'a pas fait l'objet d'une étude expérimentale approfondie, essentiellement en raison du fait que l'effet de thermalisation est prédit dans un système Hamiltonien (formellement réversible) qui néglige les effets dissipatifs inhérents à tout système physique réel. Nous étudions théoriquement et expérimentalement la thermalisation d'ondes optiques dans le cadre de la *génération de supercontinuum* (SC) dans des fibres optiques microstructurées [3]. Cet effet se caractérise par un élargissement dramatique du spectre de l'onde lors de son passage dans un milieu de type Kerr [3]. Nous montrons que, dans certaines conditions, cette conversion de lumière cohérente (`laser') en lumière 'blanche' résulte de la thermalisation naturelle du champ optique vers l'état d'entropie maximale, comme décrit par l'analogue du théorème *H* de Boltzmann en théorie cinétique des gaz [4-6].

2. Théorie cinétique de turbulence d'ondes

La propagation de lumière incohérente dans une fibre optique est relativement bien décrite par l'équation (Hamiltonienne) de Schrödinger non linéaire *généralisée* (NLSG) [3],

$$\frac{\partial\psi(z,t)}{\partial z} = i\sum_{j\geq 2}\frac{i^j\beta_j}{j!}\frac{\partial^j\psi(z,t)}{\partial t^j} + i\gamma\left[1+i\tau_S\frac{\partial}{\partial t}\right]\psi(z,t)\left|\psi(z,t)\right|^2 \qquad (1)$$

Le premier terme décrit les effets de dispersion chromatique, où $k(\omega)=\sum_{j\geq 2}\beta_j\ \omega^j/j!$ représente la relation de dispersion linéaire de l'onde. Le second terme prend en compte les effets non linéaires Kerr et de choc optique (terme proportionnel à τ_s). Nous avons négligé dans l'équation (1) l'effet Raman qui joue un rôle essentiellement perturbatif dans le régime turbulent considéré ici.

Les simulations numériques de l'Eq.(1) révèlent une *thermalisation de l'onde vers un état d'équilibre caractérisé par un spectre à deux pics* (Fig. 1a). Ce spectre se distingue du spectre d'équilibre RJ usuel de forme lorentzienne, qui a été étudié dans le cadre de l'équation NLS non généralisée [1,2]. Afin d'expliquer l'origine de ce spectre à deux pics, nous avons dérivé l'équation cinétique de l'équation NLS généralisée (1) sur la base de la théorie de turbulence faible [6]. Cette équation cinétique a la même structure que l'équation cinétique de Boltzmann, i.e. elle conserve la puissance (nombre de quasi-particules) $N=\int n(\omega,z)\,d\omega$, l'énergie cinétique $E=\int k(\omega)n(\omega,z)\,d\omega$ et la quantité de mouvement $P=\int \omega n(\omega,z)\,d\omega$ du champ optique. Elle exhibe de plus un théorème *H* de croissance d'entropie, $d_tS\geq 0$. L'état d'équilibre s'obtient en maximisant *S* compte tenu des contraintes de conservation de *E, N, P* :

$$n^{eq}(\omega)=\frac{T(1+\tau_s\omega)}{k(\omega)+\lambda\omega-\mu}, \qquad (2)$$

où *T* et μ sont la température et le potentiel chimique de l'onde à l'équilibre, i.e. les paramètres de Lagrange associés à la conservation de *E* et *N*. On peut montrer que le paramètre de Lagrange associé à la conservation de la quantité de mouvement est relié à la vitesse de groupe moyenne du champ optique $\lambda=-\langle k'(\omega)\rangle_{eq}$ [6]. Le spectre d'équilibre (2) *est en accord quantitatif* avec les simulations numériques de l'équation (1), comme illustré en Fig. 1b. Nous soulignons que cet accord a été obtenu sans l'utilisation de paramètres ajustables [4-6], car *T*, λ et μ sont déterminés de façon univoque par la conservation de *E*, *N*, et *P* (i.e., trois équations à trois inconnues).

Le spectre d'équilibre (2) révèle que l'intensité de l'onde se concentre au voisinage de deux fréquences spécifiques ω_1 et ω_2 (Fig. 1a). Une analyse détaillée montre que l'onde incohérente sélectionne les fréquences ω_1 et ω_2 de telle sorte que les vitesses de groupe associées coïncident avec la vitesse de groupe moyenne du champ optique,

$$v_g(\omega_1) = v_g(\omega_2) = \frac{1}{<k'(\omega)>_{eq}}. \qquad (3)$$

Cet effet de verrouillage de vitesses peut être interprété sur la base des principes fondamentaux de la mécanique statistique à l'équilibre [6]: *Un accord des vitesses s'avère 'nécessaire', dans le sens où il empêche un mouvement macroscopique interne du système d'onde à l'équilibre* [7].

3. Expérience

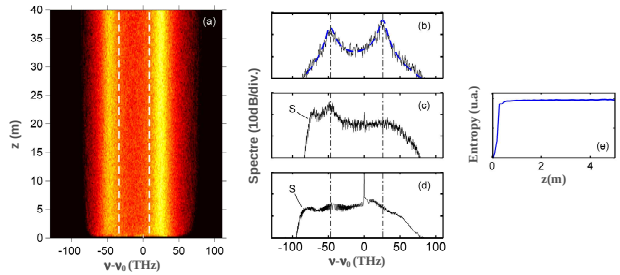


Fig. 1 (a) Simulation numérique de l'équation NLS (sans Raman) montrant l'évolution du spectre de l'onde au cours de la propagation (pour une puissance de 3.5kW, échelle logarithmique). Les lignes en pointillées montrent la position des deux zéros de dispersion. (b) Superposition (échelle Log) du spectre numérique (noir) et du spectre d'équilibre thermodynamique $n^{eq}(\omega)$ (pointillés bleus) à 40 m de propagation: un accord quantitatif est obtenu sans paramètres ajustables. (c) Simulation numérique de NLS en incluant l'effet Raman. (d) Spectre enregistré dans l'expérience. 'S' indique le soliton spectral. (e) L'effet de thermalization de l'onde optique se caractérise par une saturation du processus de croissance d'entropie, en accord avec le théorème *H* inhérent à la théorie de turbulence faible.

L'expérience a été réalisée dans une fibre optique microstructurée dont la courbe de dispersion exhibe deux zéros de dispersion. Cette propriété permet en effet d'accélérer le processus de thermalisation de l'onde incohérente [4]. La longueur de la fibre a été diminuée progressivement par découpes successives, ce qui a permis d'identifier une signature de l'effet de thermalisation de l'onde au cours de sa propagation. Comme illustré en Fig. 1d, un accord qualitatif a été obtenu entre le spectre expérimental et le spectre d'équilibre thermodynamique (2) *sur une largeur spectrale de l'ordre de 150 THz* (i.e. de 850 nm à 1450 nm) [5]. Cet accord a été obtenu en dépit de l'effet Raman, qui conduit à la génération d'un soliton spectral dans la région des basses fréquences ('S' en Fig. 1c-d).

Références

[1] V. Zakharov, V. L'vov and G. Falkovich, *Kolmogorov Spectra of Turbulence I* (Springer, Berlin, 1992);
V. Zakharov, F. Dias, et A. Pushkarev, "One dimensional wave turbulence," Phys. Rep. **398**, 1 (2004).
[2] A. Picozzi, "Towards a nonequilibrium thermodynamic description of incoherent nonlinear optics," Opt. Express **15**, 9063 (2007) ;
S. Pitois, S. Lagrange, H. Jauslin, A. Picozzi, "Velocity-locking of incoherent nonlinear wave-packets" Phys. Rev. Lett. **97**, 033902 (2006)
[3] J.M. Dudley, G.Genty et S.Coen ,"Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," Rev. Mod. Phys. **78**, 1135 (2006).
[4] B. Barviau, B. Kibler, S. Coen et A. Picozzi, "Thermodynamic description of supercontinuum generation," Opt. Lett. **33**, 2833 (2008).
[5] B. Barviau, B.Kibler, A.Kudlinski, A.Mussot, G.Millot et A.Picozzi, "Experimental signature of optical wave thermalization through supercontinuum generation," Optics Express **17**, 9, 7392 (2009).
[6] B. Barviau, B. Kibler, and A. Picozzi, "Optical wave thermalization through supercontinuum generation: Influence of self-steepening and higher-order dispersion", Phys. Rev. A (en presse).
[7] L. Landau et E. Lifchitz, *Statistical Physics*, Partie 1, Sec. 10 (Pergamon Press, 1980).

Fibres optiques nanostructurées:

de nouvelles perspectives pour la silice.

Wilfried Blanc[1,*], Michèle Ude[1], Stanislaw Trzesien[1] Mégane Tahéraly[1,2], Luan Nguyen[2] et Bernard Dussardier[1]

1. Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, CNRS UMR6622, Université de Nice-Sophia Antipolis,06108 Nice Cedex 2
2. Centre de Recherches en Hétéro-Epitaxie et ses Applications, CNRS UPR10, rue Bernard Grégory, Les Lucioles 1, 06560 Valbonne
** wilfried.blanc@unice.fr*

Résumé : Le développement de nouveaux composants à base de fibres optiques en silice nécessitent de s'affranchir de certaines limitations apportées par ce verre. Ainsi, pour modifier les propriétés spectroscopiques des ions de terres rares, nous étudions une méthode de nanostructuration du coeur des fibres liée à l'introduction d'ions de terre alcaline. Le dopage avec du magnésium conduit à des nanoparticules de 40 nm. Une atténuation de 0,5 dB/m à 1350 nm est mesurée, compatible avec la réalisation de fibres amplificatrices. Les modifications spectroscopiques observées pour Er^{3+} sont aussi sont reportées.

Mots-clés : fibre optique, silice, nanoparticules, spectroscopie.

1. Introduction

Bien que découvertes depuis de nombreuses années, les fibres optiques à base de silice ont connu leur essor au cours des années 70. Le travail important consenti pour abaisser son atténuation linéique rendait possible la constitution des premiers réseaux de télécommunications à base de fibres optiques. Par la suite, afin de développer des réseaux tout fibré, de nombreux composants à base de fibres en silice ont été développés tels que les réseaux de Bragg, les multiplexeurs en longueurs d'ondes ou les fibres amplificatrices. L'exemple paradigmatique de ces dernières est donné par la fibre amplificatrice dopée à l'erbium qui a permis le développement des télécommunications longue distance dans les années 80. Les fibres optiques à base de silice présentent de nombreux avantages (facilité de production, faible coût, fiabilité, etc), mais aussi des contraintes de part la nature du verre (haute énergie de phonons, faible solubilité des terres rares, environnement vitreux, etc). Ceci peut conduire à des limitations quant aux demandes actuelles. En effet, l'évolution de certaines applications des fibres optiques amplificatrices dopées aux ions de terres rares, comme les lasers et les amplificateurs de puissance, est de rendre le dispositif plus compact et/ou efficace en terme de puissance extraite. Ainsi, on désire augmenter fortement la concentration en terres rares dans le coeur des fibres. Un autre besoin d'adaptation des fibres dopées aux ions de terres rares est de chercher à modifier leurs propriétés spectroscopiques, telles que la forme, la largeur ou l'énergie moyenne de la courbe spectrale de gain. Enfin, des dopants plus exotiques, comme certains ions de métaux de transition de la couche 3d, n'ont des propriétés optiques potentiellement intéressantes que dans des verres ou cristaux de composition très différente de celle de la silice du coeur des fibres [1].

Dans ce contexte, nous étudions une méthode de nanostructuration du verre de silice constituant le coeur des fibres optiques dopées d'ions de terres rares. Cette méthode est basée sur les mécanismes de séparation de phase induit par l'introduction d'ions de terre alcaline [2]. L'isolation de ces dopants dans des zones vitreuses ou cristallines de petites dimensions (des nanoparticules), et de structure et composition notablement différentes de celles de la silice permettrait une "ingénierie" des propriétés spectroscopiques des dopants. Nous cherchons plus particulièrement à développer cette voie de synthèse pour le procédé MCVD qui est celui employé pour la production des fibres commerciales. Nous présentons dans ce papier la caractérisation des fibres nanostructurées ainsi que leurs propriétés spectroscopiques.

2. Des fibres transparentes ou fortement diffusantes

Les fibres sont obtenues à partir de préformes préparées au LPMC par la technique MCVD. Les ions de terres alcalines (magnésium, calcium, strontium) et erbium ont été incorporés dans le cœur des préformes par un dopage en solution. La concentration en ions de terre alcaline dans la solution est de 0,1 mol/l. La différence d'indice entre le coeur et la gaine, liée à la présence de germanium, est de l'ordre de 2.10^{-3}. La concentration en ions de terre rare est estimée à 200 ppm mol de Er_2O_3. Les fibres ont été analysées par Microscopie Électronique à Balayage. La figure 1 présente les images caractéristiques d'une face clivée de fibre contenant du strontium (a), du calcium (b) et du magnésium (c). Les points blancs matérialisent la présence des nanoparticules. Le diamètre de ces dernières est très dépendant de la terre alcaline. Pour les compositions à base de Sr et Ca, le diamètre moyen est de l'ordre de 100 nm, avec une distribution de taille très large puisque des particules de 200 nm ont été observées. Les fibres ainsi obtenues sont opaques mais peuvent être envisagées pour la réalisation de lasers aléatoires à fibres. Les fibres à base de Mg présentent des particules de dimension plus petite puisque la taille typique est d'environ 40 nm, avec une distribution de taille comprise entre 30 et 60 nm. De telles fibres ont des pertes de fond de 0,5 dB/m à 1350 nm. Cette valeur est compatible avec une application pour des fibres amplificatrices.

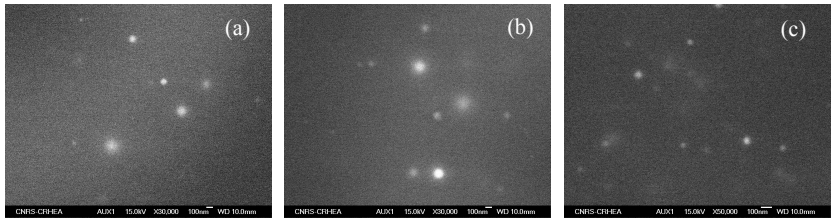


Fig. 1 : Images MEB de coeurs de fibres optiques contenant du Sr (a), Ca (b) et Mg (c), .

3. Modification des propriétés spectroscopiques

Des mesures par EDX ont permis de mettre en évidence la présence des ions Er^{3+} dans ou à proximité des nanoparticules dans les compositions à base de calcium [3]. En comparant le spectre d'émission de Er^{3+} dans une fibre contenant des nanoparticules (avec Ca) et celui sans nanoparticules (sans Ca), un élargissement de la bande d'émission est observé (Fig. 2a). Il est recherché dans le cadre des applications pour les télécommunications afin d'augmenter la capacité des systèmes à base de multiplexeurs en longueur d'ondes. Les résultats préliminaires obtenus pour une composition à base de magnésium montrent aussi une modification du spectre d'absorption (Fig. 2b). Ces résultats permettent de montrer la modification de l'environnement de la terre rare dans le cas des fibres nanostructurées.

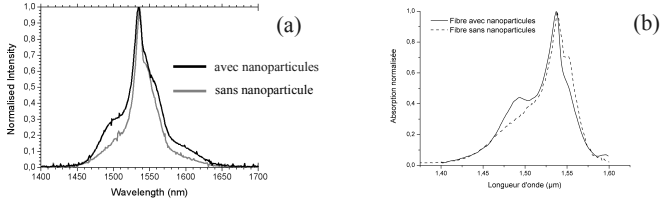


Fig. 2 : (a) spectres d'émission enregistrés à température ambiante de fibres dopées Er^{3+} avec et sans Ca. La longueur d'onde d'excitation est 980 nm. (b) Spectres d'absorption enregistrés à température ambiante de fibres dopées Er^{3+} avec et sans Mg.

5. Conclusion

Nous avons montré que l'introduction d'ions de terres alcalines permet de structurer à l'échelle nanométrique le coeur d'une fibre optique à base de silice. Les caractérisations de ces nanoparticules ainsi que les nouvelles propriétés spectroscopiques permettent d'ouvrir de nouvelles perspectives pour les fibres à base de silice.

6. Remerciements

Nous remercions Romain Peretti, Anne-Marie Jurdyc et Bernard Jacquier (LPCML, UMR5620, Villeurbanne) pour les mesures des spectres d'émission.

Références

[1] Sharonov et al., "Spectroscopic study of transparent forsterite nanocrystalline glass-ceramics doped with chromium", *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 2046-2052 (2004).
[2] J. Zarzycki, "Les verres et l'état vitreux", ISBN 2-225-69036-7, Masson, Paris (1982).
[3] W. Blanc, B. Dussardier; MC Paul, "Er doped oxide nanoparticles in silica based optical fibres", *Glass Tech. – European Journal of Glass Science and Technology Part A* **50**, 79-81 (2009).

Gravimètre à atomes froids

Quentin Bodart*, Sébastien Merlet , Nicolas Malossi , Arnaud Landragin et Franck Pereira Dos Santos
Observatoire de Paris - SYRTE
77 avenue Denfert-Rochereau 75014 Paris
** quentin.bodart@obspm.fr*

Résumé : Le SYRTE développe un gravimètre absolu.
Cet interféromètre utilise des transitions Raman stimulées pour séparer et recombiner les paquets d'ondes.
On déduit du déphasage entre les deux bras l'expression de l'accélération de pesanteur.
Nous visons une exactitude relative de 10^{-9}g.
Les effets systématiques principaux sont l'accélération de Coriolis et les effets des aberrations de front d'ondes.
Ces deux effets induisent des biais proportionnels à la température des atomes.

Mots-clés : Gravimètre à atomes froids, Métrologie, Interférométrie Atomique

Dans le cadre du projet de la balance du Watt mené par le Laboratoire National de Métrologie et d'Essais (LNE), le SYRTE développe un gravimètre absolu. Il est capable de fournir une mesure extrêmement précise de l'accélération de pesanteur. Le principe de l'expérience repose sur l'utilisation des techniques d'interférométrie atomique.

En premier lieu, un nuage contenant de l'ordre de 10^8 atomes est refroidi à une température de 2,5 μK, avant d'être lâchés. Pendant la chute, ils sont soumis à une séquence de trois impulsions lasers qui séparent puis recombinent les paquets d'ondes. Le déphasage final entre les bras de l'interféromètre, proportionnel à g, est déduit de la mesure de l'état quantique par fluorescence en sortie de l'interféromètre.

La sensibilité du prototype du gravimètre est de 2.10^{-8}g sur une seconde, au même niveau que l'état de l'art en gravimétrie classique. La bonne sensibilité long terme permet de résoudre facilement les fluctuations de g dues aux marées, comme le montre la figure (1).

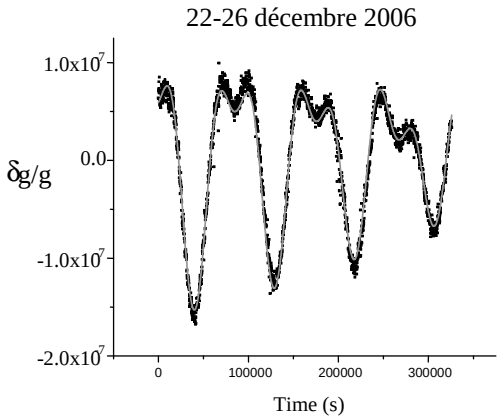


Figure (1) : Signal de marée luni-solaires sur plusieurs jours

L'évaluation des effets systématiques jusqu'à 10^{-9}g nécessite une nouvelle enceinte à vide, dont nous avons achevé le montage et qui est opérationnelle depuis peu. Elle est fabriquée entièrement en titane, de façon à limiter les champs magnétiques résiduels, et dispose de davantage d'accès optiques que le prototype de gravimètre. Deux biais nous limitent pour atteindre une meilleure exactitude. Le premier, l'accélération de Coriolis, est dû à la rotation de la terre, et le second provient des aberrations du front d'onde des lasers avec lesquels nous manipulons les paquets d'ondes. Ces deux biais augmentent avec la vitesse transverse des atomes pendant l'interféromètre, c'est-à-dire avec la température du nuage issu du piège magnéto-optique.

Lors de ma présentation, je décrirai le schéma du nouveau gravimètre. Ensuite je présenterai les premières caractérisations de la planéité de ses optiques, bien meilleures que celles utilisées dans le premier gravimètre et qui permettront de limiter les aberrations de front d'onde. Enfin je dégagerai les perspectives ouvertes par l'utilisation de sources ultra-froides.

Nous remercions l'Institut Francilien pour la Recherche sur les Atomes Froids (IFRAF), ainsi que l'Union Européenne (FINAQS) et le Centre National d'Etude Spatiale (CNES) pour soutenir nos travaux.

Références

[1] Cheinet P.,Pereira Dos Santos F.,Petelski T., Le Gouët J., Kim J., Therkildsen K.T., Clairon A., Landragin A., *Applied Physics B*, 84(4), 643-646, 2006, Compact laser system for atom interferometry.

[2] Le Gouët J., Mehlstäubler T., Kim J., Merlet S., Clairon , A., Landragin A., Pereira Dos Santos F., *Applied Physics B*, {92,2}, 133-144, Limits to the sensitivity of a low noise compact atomic gravimeter.

[3] Merlet S. , Le Gouët J., Bodart Q. , Clairon A. , Landragin A. , Rouchon P. , Pereira Dos Santos F., 2009, *Metrologia*, Operating an atom interferometer beyond its linear range.

Ressort optique dans les cavités désaccordées de l'interféromètre Advanced Virgo

François Bondu[1,⋆] **pour la Collaboration Virgo**[2]

1. Institut de Physique de Rennes, CNRS, Université de Rennes 1, 35042 Rennes, France
2. Virgo-EGO, 56021 Cascina (PI), Italy
⋆francois.bondu@univ-rennes1.fr

Résumé : La prochaine génération du détecteur interférométrique d'ondes gravitationnelles Virgo utilisera des cavités Fabry-Perot légèrement désaccordées avec une puissance interne moyenne de ≈ 760 kW. La lumière dans la cavité joue alors un rôle de ressort mécanique dissipatif. Nous proposons une solution aux instabilités paramétriques liées au ressort optique.
Mots-clés : interférométrie, cavité Fabry-Perot, ressort optique, instabilités paramétriques.

1 Introduction

Le détecteur d'ondes gravitationnelles Virgo à Pise peut observer la coalescence d'une binaire d'étoiles à neutrons à une distance de 8 Mpc [1]. Le détecteur est un interféromètre de Michelson avec des cavités Fabry-Perot de 3 km dans les bras : une onde gravitationnelle d'amplitude $h(t)$ provoque une variation relative de leur fréquence propre de résonance d'une quantité $h(t)/2$, avec des signes opposés dans les bras orthogonaux. Le laser vient comparer les deux fréquences propres. Un miroir en amont de l'interféromètre crée une cavité optique résonnante qui augmente la puissance du laser sur la séparatrice par un facteur 30.

Nous travaillons à la définition et à la construction d'un interféromètre avancé qui améliorera la résolution d'un facteur 10, ce qui rendra une détection probable : il pourrait y avoir un signal de coalescence de binaire tous les trois jours. Le laser incident sur la séparatrice aura une puissance de 2.7 kW, contre 0.3 kW précédemment. Les miroirs de 40 kg seront suspendus par des fibres de silice ; leur épaisseur doublée diminuera le bruit thermique pendulaire et leur sensibilité aux fluctuations de pression de radiation. Un miroir en aval de l'interféromètre recyclera dans l'interféromètre les photons déphasés par le signal gravitationnel. La finesse des cavités Fabry-Perot dans les bras est portée de 50 à 890, ce qui montera la puissance stockée à 760 kW, diminuant la sensibilité au bruit de photons.

Le laser de Virgo est modulé en phase à 6.25 MHz, et le signal recueilli sur le port de sortie de l'interféromètre, la frange noire, est démodulé à cette même fréquence en quadrature. Dans l'interféromètre Advanced Virgo, des modulations en phase et en amplitude serviront à verrouiller les degrés de liberté auxiliaires. Les variations de différence de longueur des deux cavités Fabry-Perot ne seront pas, elles, observées par une technique de modulation / démodulation. Nous avons plutôt choisi de désaccorder légèrement les cavités Fabry-Perot : les fluctuations de phase seront directement transformées en fluctuations d'amplitude sur la frange noire. Cette technique devrait permettre d'améliorer le rapport signal à bruit limité par le bruit de photons de 20 % et de s'affranchir de bruits technologiques.

Le désaccord des cavités apporte des contraintes fortes de contrôle.

2 Ressort optique

La largeur de raie à mi-hauteur des cavités sera de 1.2 nm; les cavités seront désaccordées de 0.01 nm, l'une vers une longueur plus grande que la longueur à résonance, l'autre vers une longueur plus petite. La lumière effectuera alors une force de rappel effective, dans le premier cas équivalente à une raideur positive, dans le second à une raideur négative. Le réponse fréquentielle du ressort optique sur le miroir de fond du à un mouvement du miroir de fond s'écrit :

$$k_{\mathrm{opt}}(f) = \frac{2P_{\mathrm{sto}}(f_0)}{c}\frac{2}{x_p}\frac{f_0/f_p}{\frac{f_0^2}{f_p^2}+\left(1+i\frac{f}{f_p}\right)^2}\exp\left(-i\frac{4\pi f L}{c}\right) \tag{1}$$

où P_{sto} est la quantité de lumière dans la cavité au point de fonctionnement, c la vitesse de la lumière, f_p le pôle de la cavité, x_p ce même pôle calibré en mètres et f_0 le désaccord de la cavité calibré en fréquence. Le terme dans l'exponentielle exprime simplement le retard nécessaire à l'onde pour se propager.

La raideur du ressort lumineux est environ deux mille fois supérieure à la raideur naturelle du pendule. Ce ressort optique pose des contraintes particulières pour le contrôle de l'interféromètre ; nous allons montrer dans la partie suivante comment les surmonter.

3 Instabilités paramétriques liées au ressort optique

Le ressort optique se décompose en deux parties, une partie réelle de ressort classique et une partie imaginaire qui s'ajoute au frottement naturel du pendule. Ces deux termes peuvent avoir des signes différents, et s'ajoutent aux raideurs du mode pendulaire ou des modes de résonance internes des miroirs.

Dans l'une des cavités, la partie réelle comporte une raideur négative largement supérieure à la raideur du pendule : le système serait donc instable si

$$M_n(2\pi f_n)^2 + \Re\left(k_{\mathrm{opt}}(0)\right) < 0\,. \tag{2}$$

où M_n est la masse effective du mode considéré et f_n sa fréquence propre. Le verrouillage d'Advanced Virgo se fera à puissance suffisamment faible pour que la condition ci-dessus ne soit pas réalisée. La puissance sera alors progressivement augmentée, et le ressort optique compensé par un ressort numérique comme sur la Fig. 1.

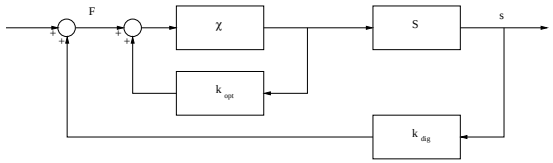


Fig. 1: Compensation numérique du ressort optique. χ est la réponse de la suspension ou d'un mode de vibration du miroir, S la fonction de sensibilité, k_{dig} le ressort numérique qui le compense. Un filtre correcteur, non représenté, stabilise l'ensemble comme si le ressort optique n'existait pas.

Pour que le système reste stable, il faut que

$$|\chi(0)(k_{\mathrm{opt}}(0)+k_{\mathrm{dig}}(0)S(0))| \ll 1 \tag{3}$$

La puissance peut alors être augmentée pour franchir le seuil décrit par l'équation 2.

Un second type d'instabilité vient de la friction effective négative apportée par le ressort optique [2]. La condition d'instabilité s'écrit alors

$$\frac{M_n(2\pi f_n)^2}{Q_n} + \Im\left(k_{\mathrm{opt}}(f_n)\right) < 0\,. \tag{4}$$

où Q_n est le facteur de qualité du mode propre mécanique considéré. La technique de compensation numérique du ressort optique permet aussi de régler ce cas.

4 Conclusion et perspectives

Le ressort optique peut être compensé en principe, pour un mode de vibration donné, par un ressort équivalent numérique. Il faut vérifier pour quelles modes le ressort peut provoquer des instabilités, et si il est possible de compenser plusieurs instabilités simultanément.

5 Remerciements

Le projet Virgo est financé par le CNRS (France) et l'INFN (Italie).

Références

[1] F. Acernese et al. "Virgo status", Class. Quant. Grav. **25**, 184001 (2008).

[2] O. Arcizet, P.-F. Cohadon, T. Briant, M. Pinard and A. Heidmann, "Radiation-pressure cooling and optomechanical instability of a micromirror", Nature **444**, pp. 71-74 (2006).

Fonction de Transfert Généralisée d'un résonateur actif en semi-conducteur à base de micro-anneaux couplés

Yann G. Boucher[1,2,3*], Yannick Dumeige[1,3] et Patrice Féron[1,3]
1. ENSSAT-FOTON (CNRS-UMR 6082), Université de Rennes-1, 6 rue de Kerampont, BP 80518, F-22305 Lannion Cedex
2. ÉNIB/RESO (EA 3380), CS 73862, F-29238 Brest Cedex 3
3. Université européenne de Bretagne
** boucher@enib.fr*

Résumé : Nous prenons en compte les sources d'émission spontanée pour établir l'expression de la densité spectrale d'intensité interne, ou Fonction de Transfert Généralisée, dans un système semi-conducteur constitué de micro-anneaux actifs couplés.
Mots-clés : résonateurs couplés, matrice de transfert étendue

1. Introduction

Les résonateurs en semi-conducteurs à base d'anneaux couplés présentent une dispersion en phase spectralement sélective qui, alliée à leur compacité et leur faculté d'intégration, leur ouvre des perspectives en termes d'applications en tant que lignes à dispersion variable compactes [1-3]. Toutefois, un anneau de petite taille (quelques µm) est vite limité par ses pertes radiatives, liées à la courbure (modes à fuite) comme à la rugosité des surfaces. Seule une structure idéalement transparente fonctionne comme un déphaseur pur : en présence d'atténuation, celle-ci se trouve en effet exacerbée au voisinage des fréquences de résonance.

La possibilité de pomper (optiquement ou électriquement) le semi-conducteur ouvre la voie au contrôle de la transparence : amplifier la lumière permet de compenser les pertes au voisinage de la fréquence d'intérêt. Toutefois, le gain obtenu s'accompagne inévitablement d'une émission spontanée, elle-même affectée de façon sélective par les résonances de cavité.

Nous proposons ici un modèle simple, basé sur le formalisme éprouvé de la Fonction de Transfert Généralisée [4], qui, tenant naturellement compte des sources, rend aisé le calcul des champs, émis comme internes.

2. Structure active à double anneau

Soit une structure constituée de deux anneaux (A) et (B), le premier étant connecté à un guide d'accès [Fig.1]. Pour des raisons de clarté, nous supposerons que : (*i*) tous les guides sont monomodes ; (*ii*) les coupleurs sont sans pertes et, au prix d'une translation judicieuse des plans de référence, totalement localisés ; (*iii*) les paramètres optiques des matériaux (indice effectif n_{eff}, gain modal g et taux d'émission spontanée r_{sp}) sont uniformes à l'échelle d'un anneau et totalement déterminées par la seule densité de porteurs (N_A ou N_B) qui résulte elle-même d'un équilibre dynamique stationnaire entre processus de génération et de relaxation. Pour les applications numériques, nous prendrons les paramètres du GaAs. Le signal incident est injecté par le port n° 1 et la dépendance temporelle est en $\exp(+i\,\omega t)$.

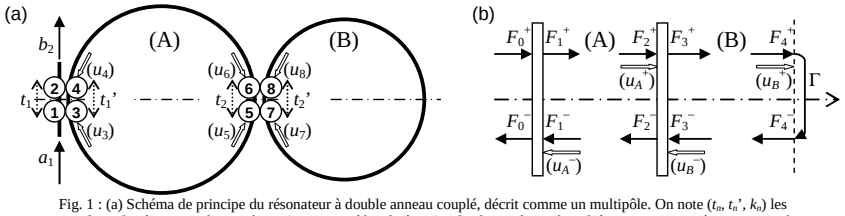


Fig. 1 : (a) Schéma de principe du résonateur à double anneau couplé, décrit comme un multipôle. On note (t_n, t_n', k_n) les paramètres de répartition du coupleur n° n, supposé localisé, et (u_p) le champ équivalent d'émission spontanée qui se couple dans le guide au port n° p. (b) Pour chacun des super-modes pair/impair, le système est rigoureusement équivalent à un empilement de deux cavités couplées, la seconde terminée par une réflexion totale de coefficient Γ = ±1 selon la parité.

Les paramètres de répartition du coupleur n° n se limitent à trois : la transmission directe sur un même guide (t_n sur celui de gauche, t_n' sur celui de droite) et le couplage k_n d'un guide à l'autre. En régime linéaire, du fait de sa symétrie, le système se décompose en deux sous-systèmes respectivement pair et impair, qui rentrent aisément dans le cadre du formalisme des matrices de transfert étendues (3 × 3) [5].

On note $\gamma_P \exp(-i\,\varphi_P)$ le coefficient de transmission, en amplitude complexe, correspondant à un tour complet sur l'anneau P (A ou B) : $\gamma_P < 1$ en présence d'atténuation, $\gamma_P = 1$ à la transparence et $\gamma_P > 1$ en régime d'amplification. Notons que γ_P représente un bilan net global entre le gain stimulé et les diverses pertes.

Les champs équivalents d'émission spontanée résultent d'une intégration le long d'une portion d'anneau ; leur phase est aléatoire et seules les grandeurs quadratiques moyennes sont accessibles à l'expérience. Compte tenu de la nature spatialement homogène, étendue et non cohérente des sources, tous les produits croisés du type $\langle (u_m)(u_n)^* \rangle$ sont nuls si $m \neq n$ (les crochets dénotant une valeur moyenne temporelle), tandis que les $\langle |(u_n)|^2 \rangle$ ont un rapport étroit avec les densités spectrales d'intensité :

$$\frac{\varepsilon_0}{2} c\, n_{eff} \left\langle |(u_n)|^2 \right\rangle \approx \beta_{sp}\, \hbar\omega\, r_{sp}(\omega)\, \frac{L_A}{2}, \qquad \text{pour } n = 3, 4, 5 \text{ ou } 6 \qquad (\text{avec } N = N_A) \qquad (1a)$$

$$\frac{\varepsilon_0}{2} c\, n_{eff} \left\langle |(u_n)|^2 \right\rangle \approx \beta_{sp}\, \hbar\omega\, r_{sp}(\omega)\, L_B, \qquad \text{pour } n = 7 \text{ ou } 8 \qquad (\text{avec } N = N_B) \qquad (1b)$$

où β_{sp} représente la fraction d'émission spontanée couplée dans le mode.

3. Champs émis et Fonction de Transfert Généralisée

On écrit ensuite les conditions aux limites sur chaque port en y intégrant la contribution spontanée (u_n). C'est ainsi qu'on obtient, par exemple, le champ de sortie b_2 émis par le port n° 2 :

$$b_2 = a_1 \left\{ \frac{t_1 - t_B\, \gamma_A \exp(-i\,\varphi_A)}{D} \right\} + \frac{k_1}{D} \left\{ (u_3) + \sqrt{\gamma_A} \exp(-i\,\varphi_A / 2) \left[(u_6)\, t_B + (u_8) \frac{k_2}{D_B} \right] \right\}, \qquad (2a)$$

où t_B représente la transmission de l'anneau B, affectée d'un dénominateur $D_B = 1 - t_2'\, \gamma_B \exp(-i\,\varphi_B)$:

$$t_B = \frac{t_2 - \gamma_B \exp(-i\,\varphi_B)}{1 - t_2'\, \gamma_B \exp(-i\,\varphi_B)}, \qquad (2b)$$

tandis que le dénominateur commun D qui caractérise la fonction de transfert totale s'écrit :

$$D = 1 - t_1'\, t_B\, \gamma_A \exp(-i\,\varphi_A)\,. \qquad (2c)$$

Le champ émis s'exprime donc comme une combinaison linéaire des contributions issues des segments pertinents, pondérées par les facteurs de transmission « simple passage », le tout filtré via le dénominateur commun D. On retrouve un résultat classique : quelle que soit la densité spectrale intrinsèque de la source, le champ émis par un résonateur porte nécessairement la signature spectrale caractéristique de ce dernier.

Les champs internes s'établissent de manière similaire : il s'agit de la superposition du signal utile et du champ spontané, amplifiée et filtrée par les résonances de la structure. La *Fonction de Transfert Généralisée* n'est autre que la densité spectrale d'intensité interne totale ; on l'établit de manière auto-consistante en prenant en compte, dans chaque anneau, la *saturation* de la densité de porteurs sous l'effet de son champ interne, *intégré sur toute sa bande spectrale*. Elle dépend ici de trois paramètres de contrôle : l'intensité du champ incident et le niveau de pompage dans chacun des anneaux.

6. Conclusions et perspectives

Simple et élégante, la méthode proposée donne rapidement accès à l'expression analytique de tous les champs, émis comme internes. Par ailleurs, elle resterait continûment valide de part et d'autre du seuil laser, et s'étend donc très naturellement au cas de l'oscillateur en régime d'injection optique.

7. Remerciements

Le premier auteur tient à remercier vivement le CNRS pour lui avoir accordé une année de Délégation, et le Professeur Jean-Claude Simon, responsable de l'UMR FOTON, pour l'avoir accueilli au sein de son laboratoire.

Références

[1] J.K.S. Poon, L. Zhu, J.M. Choi, G.A. DeRose, A. Sherer, A. Yariv, "Active coupled-resonator optical waveguides. II. Current injection InP-InGaAsP Fabry-Perot resonator arrays" *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 2389 (2007).
[2] Y. Dumeige, S. Trebaol, P. Féron, "Intracavity coupled-active resonator-induced dispersion" *Phys. Rev. A* **79**, 013832 (2009).
[3] Y. Dumeige, "Stopping and manipulating light in a short array of active microresonators" *EPL* **86**, 14003 (2009).
[4] G.M. Stéphan, "Semiclassical study of the laser transition", *Phys. Rev. A* **55** (2), 1371-1384 (1997).
[5] Y.G. Boucher, "Theoretical investigation of amplified spontaneous emission in an active structure by extended (3×3) transfer matrix formalism: the case of a non-uniform longitudinal distribution of emitters" *J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public.* **1,** 06027 (2006).

Optimisation et caractérisations optiques d'un convertisseur Raman à base d'une fibre à cristal photonique à cœur creux remplie d'éthanol

Christelle Buy*, Sylvie Lebrun, Philippe Delaye, Gilles Pauliat, Gérald Roosen
Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Univ.Paris-Sud, Campus Polytechnique, RD128, 91127 Palaiseau Cedex
** christelle.buy@institutoptique.fr*

Résumé : Nous présentons les performances d'un générateur Raman utilisant une fibre à cristal photonique à cœur creux remplie d'éthanol. L'efficacité de conversion interne de la pompe à 532 nm vers le premier ordre Stokes de l'éthanol à 630 nm est de 67%. La stabilité en puissance du faisceau émis à 630 nm est de 1,7% rms, limitée par la stabilité de la pompe. Nous montrons également des caractérisations temporelles et spatiales du générateur.
Mots-clés : optique non linéaire, diffusion Raman stimulée, fibre à cristal photonique à cœur creux, guidage par bande interdite photonique

1. Introduction

Grâce à leurs propriétés originales de propagation de la lumière, les fibres à cristal photonique sont très attractives pour les applications de l'optique non linéaire comme la génération de supercontinuum pour la spectroscopie et pour la biophotonique ou les sources de paires de photons corrélés pour l'optique quantique. Parmi elles, les fibres à cristal photonique à cœur creux (notées HC-PCF dans la suite) possèdent un cœur central composé d'air au sein d'une matrice périodique d'air et de silice. Les HC-PCF sont particulièrement intéressantes pour réaliser des effets optiques non linéaires car il est possible de remplir les trous d'air par des matériaux possédant une forte susceptibilité non linéaire [1,2]. Lorsque la fibre est entièrement remplie de liquide ou de gaz d'indice inférieur à celui de la silice, la propagation de la lumière peut se faire par le mécanisme de guidage par bande interdite photonique. Le choix de la largeur et de la position de la bande de transmission permet de favoriser ou au contraire d'empêcher l'apparition d'un effet optique non linéaire donné. L'utilisation des HC-PCF remplies de liquides ou de gaz fortement non linéaires devrait ainsi permettre d'améliorer les performances des composants non linéaires fibrés tout en offrant de nouvelles perspectives apportées par le vaste choix de gaz et de liquides pouvant remplir la fibre. Lors d'une précédente étude, nous avons réalisé la première démonstration d'un générateur Raman utilisant une HC-PCF commerciale remplie d'éthanol en pompage impulsionnel à 532 nm. La bande de transmission de la fibre nous a permis de stopper la cascade Raman au premier ordre Stokes et de générer avec une bonne efficacité de conversion (25%) le premier Stokes de l'éthanol à 630 nm dans un faisceau quasi-monomode gaussien [2].
Dans ce nouveau travail, nous présentons un générateur Raman dont les performances ont été fortement améliorées, ce qui nous a permis d'obtenir une efficacité de conversion de la pompe impulsionnelle à 532 nm vers le premier Stokes de l'éthanol à 630 nm de 67% avec une HC-PCF longue de 35 cm seulement. Nous montrons également des caractérisations temporelles, spatiales et de stabilité en puissance du générateur.

2. Choix de la fibre

Notre but est de réaliser un générateur Raman pompé à 532 nm émettant sur le premier Stokes de l'éthanol situé à 630 nm (ce qui correspond à un décalage Raman de 2928 cm^{-1}). La fibre doit donc avoir une bonne transmission à la fois à 532 nm et à 630 nm. La bande de transmission d'une fibre HC-PCF se décale vers les courtes longueurs d'onde lorsqu'on la remplit avec un liquide d'indice supérieur à 1 [3]. L'indice de l'éthanol étant de 1,36, nous devons choisir une fibre dont la bande de transmission dans l'air se situe autour de 1 µm. Notre choix s'est porté sur une fibre Crystal Fiber (HC-1060-02). Cette dernière présente une bande de transmission de 100 nm de large centrée à 1064 nm. Lorsqu'elle est remplie d'éthanol, nous avons mesuré à l'aide d'une source supercontinuum et d'un analyseur de spectre une bande de transmission centrée autour de 580 nm -conformément à la théorie- et s'étendant d'environ 450 nm à 670 nm. Les longueurs d'onde de pompe et du premier Stokes se situent dans la bande de transmission tandis que le second Stokes de l'éthanol à 772 nm est hors de la bande et ne sera donc pas amplifié. La longueur de la fibre est de 35 cm et son remplissage par l'éthanol se fait par capillarité.

3. Résultats

La source de pompe est un microlaser Nd :YAG impulsionnel (fréquence de répétition : 6 kHz, largeur de l'impulsion : 660 ps) doublé en fréquence par un cristal de KTP pour émettre à 532 nm. Nous avons obtenu de la diffusion Raman stimulée sur le premier Stokes de l'éthanol. Nous avons mesuré les puissances transmises à 532 nm et 630 nm en fonction de la puissance de pompe incidente (figure 1). Nous obtenons une puissance moyenne à 630 nm de 3,7 mW pour une puissance de pompe maximale de 7,2 mW. L'efficacité de conversion interne de la pompe vers le premier Stokes est de 67%. Ces résultats sont donc améliorés par rapport aux résultats précédemment publiés où l'efficacité de conversion interne n'était que de 25%, notamment grâce au meilleur couplage dans la fibre obtenu par un objectif de microscope d'ouverture numérique adaptée à celle de la fibre remplie d'éthanol (77% au lieu de 50% précédemment) [2]. Nous avons mesuré le profil temporel de l'impulsion de pompe transmise à 532 nm pour différentes puissances de pompe incidentes (inserts figure 1). Conformément à ce qui est attendu, on remarque le creusement de cette impulsion à partir du seuil d'apparition de l'effet Raman. L'impulsion n'est jamais totalement dépeuplée même aux fortes puissances de pompe incidente, ce qui explique pourquoi la puissance de pompe transmise décroît aussi lentement. La forme temporelle gaussienne de l'impulsion limite donc l'efficacité de conversion, une forme carrée donnerait une meilleure efficacité de conversion. Nous avons observé les champs proches à 532 nm et 630 nm à puissance de pompe maximum (inserts figure 1). Le faisceau à 630 nm est quasi-gaussien avec une largeur totale à mi-hauteur de 4,8 µm. Le faisceau à 532 nm est dégradé spatialement au-dessus du seuil Raman. En effet, l'adaptation du mode de pompe avec le mode fondamental de la fibre n'étant pas parfait, plusieurs modes sont excités à cette longueur d'onde et certains n'atteignent pas le seuil Raman, comme par exemple dans la 1ère couronne de trous.

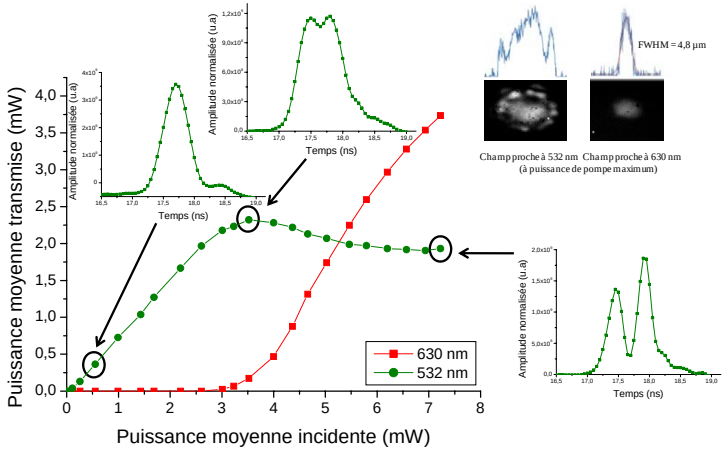


Figure 1. Puissances transmises à 532 nm et 630 nm en fonction de la puissance de pompe incidente. En inserts : -profils temporels de l'impulsion de pompe transmise pour différentes puissances de pompe incidente. –champs proches à 532 nm et à 630 nm à puissance de pompe maximum, coupes transverses et ajustement avec une gaussienne à 630 nm.

Nous avons également mesuré la stabilité de puissance du faisceau à 630 nm. Les stabilités à court et moyen termes (sur une seconde et sur une heure) sont toutes deux de 1,7% rms et égales à la stabilité de la source de pompe. Le générateur Raman n'introduit donc pas d'instabilités de puissance supplémentaires.
Nous avons de plus remarqué plusieurs effets non linéaires apparaissant aux fortes puissances de pompe incidente (au-delà de 7 mW) : génération de l'anti-Stokes Raman de l'éthanol à 460 nm, diffusion Brillouin et diffusion Raman rétrodiffusées. Nous commenterons ces effets lors de la conférence.

6. Conclusion

Nous avons réalisé un générateur Raman utilisant une fibre HC-PCF de 35 cm remplie d'éthanol avec une efficacité de conversion interne vers le premier Stokes à 630 nm de 67%. La stabilité en puissance de ce générateur est très bonne (1,7% rms). Ces résultats ouvrent ainsi la voie à la réalisation de nouveaux composants optiques non linéaires fibrés performants pour des applications en optique quantique ou en traitement du signal.

Références

[1] F. Benabid et al., *Science*, 298, 399 (2002)
[2] S. Lebrun et al., *Opt. Lett.*, 32, 337 (2007)
[3] G. Antonopoulos et al., *Opt. Express* 14, 3000 (2006)

Réduction du bruit de phase de vibrations en interférométrie atomique

Gilles Dolfo, Gérard Trénec, Matthias Büchner et Jaques Vigué⋆

Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité ; IRSAMC; Université de Toulouse - UPS et CNRS UMR5589
⋆ *jacques.vigue@irsamc.ups-tlse.fr*

Résumé : Les vibrations présentes dans un laboratoire influencent fortement les franges d'un interféromètre atomique. Elles induisent un bruit de phase et réduisent la visibilité des franges atomiques. Nous exposons nos travaux centrés sur le développement d'une plateforme stabilisée.
Mots-clés : optique atomique, interféromètre atomique, vibrations.

La grande sensibilité des interféromètres atomiques de Mach-Zehnder aux rotations et aux accélérations provient de la dépendance de la phase Φ des franges avec la position x_i des miroirs des ondes stationnaires lasers servant à la diffraction. Quand on développe cette phase en puissance du temps de vol T des atomes entre diffraction, on trouve un terme linéaire en T (sensibilité aux rotations ou effet Sagnac) et un terme en T^2 (sensibilité aux accélérations). Les vibrations sismiques induisent donc des fluctuations de phase $\Delta\Phi$ ce qui réduit la visibilité $\mathscr{V}$ des franges [1]:

$$\mathscr{V} = \mathscr{V}_{max} \exp\left[-\left\langle \Delta\Phi^2 \right\rangle /2\right] \tag{1}$$

Dans notre interféromètre, la réduction de visibilité est essentiellement due aux rotations. Si on veut augmenter la sensibilité de notre interféromètre, il faut allonger T en utilisant des atomes lents mais, sans réduction des vibrations, la visibilité serait fortement réduite.

La vitesse quadratique moyenne du laboratoire est de l'ordre de 1 μm/s et peut être amplifiée par des résonances des bâtis. Les expériences où cette vitesse n'est pas négligeable devant la vitesse de recul des atomes (6 mm/s pour le rubidium) peuvent aussi être amenées à tenter de reduire ces vibrations.

Nous avons développé une plateforme anti-vibrations sous la forme d'un pendule à 3 fils de suspension supportant les miroirs. Des capteurs optiques, inspirés de ceux utilisés par [2, 3, 4], et des actuacteurs de type bobine de haut-parleur permettent d'asservir trois des deux modes résonants du pendule. Les simulations réalisées à partir des mesures des vibrations du laboratoire nous laissent espérer pouvoir conserver une bonne visibilité des franges même après un fort ralentissement des atomes.

Références

[1] A. Miffre et al., Appl Phys. B **84**, 617 (2006)

[2] D. B. Newell et al., Rev. Sci. Instrum. **68**, 3211 (1997)

[3] S. J. Richman et al., Rev. Sci. Instrum. **69**, 2531 (1998)

[4] J. M. Hensley et al., Rev. Sci. Instrum. **70**, 2735 (1999)

Mesure des propriétés optiques de nanoparticules à transition d'état de spin

M. Dumergue, O. Fouché, J. Degert et E. Freysz

Université de Bordeaux, CPMOH
351 Cours de la Liberation, 33405 Talence
j.degert@cpmoh.u-bordeaux1.fr

T. Palamarciuc et J.-F. Létard

Université de Bordeaux, ICMCB
87 avenue du Docteur Albert Schweitzer, 33608 Pessac

Résumé : Nous présentons la mesure de l'indice de réfraction complexe de nanoparticules à transition d'état de spin en faible concentration dans une émulsion. Ces mesures sont faites en fonction de la température et du nombre d'atome de Fer présents dans le complexe pour différentes longueurs d'onde. Un modèle simple permet alors de remonter aux propriétés optiques des nanoparticules seules. Pour ces dernières, on constate en particulier la présence d'une hystérésis thermique malgré le faible nombre d'atomes de Fer présents.
Mots-clés : indice de réfraction, absorption, transition de phase.

Le phénomène de transition de spin (TS) se produit dans certains complexes organo-métalliques à base de Fer(II) sous l'action d'une contrainte externe (variation de température, excitation optique…). Il se traduit par le passage de la molécule d'un état dit de "bas spin" (BS) à un état dit de "haut spin" (HS) suite à un transfert d'électrons. Certains de ces complexes sont bistables : pour une même température, ils peuvent exister dans les états BS et HS, ce qui se traduit par l'existence d'une hystérésis thermique. Par photo-excitation au centre cette hystérésis, il est possible de faire commuter de façon stable et réversible les molécules d'un état à l'autre. De plus, certains matériaux permettent d'accéder à des domaines de bistabilité à température ambiante, ce qui les rend particulièrement intéressants pour la réalisation de systèmes moléculaires adressables optiquement et utilisables comme élément de stockage d'information dans la prochaine génération de CD et de DVD. A l'heure actuelle, les composés possédant des caractéristiques intéressantes existent sous forme de micro-cristaux d'une taille de quelques µm. Cependant, pour les applications pratiques il est nécessaire de disposer de systèmes moléculaires d'une taille de l'ordre du nm. Se pose alors la question de savoir si de tels édifices possèdent encore les caractéristiques mentionnées ci-dessus : hystérésis thermique à température ambiante, possibilité d'inscrire et d'effacer une information optiquement… Répondre à cette question passe par une étude des propriétés optiques de tels composés de taille nanométrique.

Les composés que nous avons étudiés se présentent sous la forme de nanoparticules de formule $[Fe_n(NH_2trz)_{3n+3}](Br_2)_n\cdot(3H_2O)_{2n}$ avec n = 3, 5 et 7. Leur synthèse est faite en phase micellaire de sorte que l'on dispose en fait d'une solution composée de micelles remplies d'eau à l'intérieur desquelles se trouvent les nanoparticules à TS, ces micelles étant en suspension dans une solution d'heptane. A basse température (18.5°C), les composés à transition de spin se trouvent dans leur état BS et la solution est rose, tandis qu'à haute température (50°C), la solution devient transparente après transition des molécules vers l'état HS (figure 1).

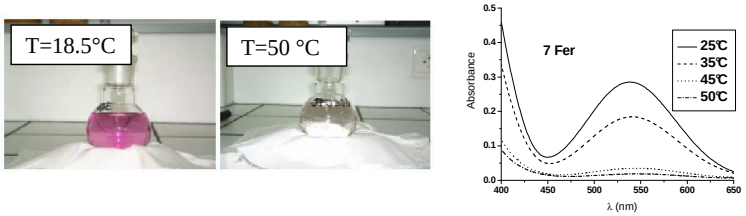


Fig. 1

La détermination des propriétés optiques des nanoparticules (partie réelle n_{part} et imaginaire κ_{part} de leur indice de réfraction complexe) selon l'état de spin, i.e. en fonction de la température T, passe par celle de la solution. L'étude de cette dernière a été faite pour trois longueurs d'onde situées dans le visible et appartenant à la bande d'absorption qui disparaît lors de la TS (435.8 nm, 546.1 nm et 578 nm, cf. Fig. 1). L'indice de la solution n_{sol} a été déterminé à l'aide d'un spectroscope. Ce dernier comporte une cellule prismatique régulée en température et remplie de la solution étudiée. Une mesure du minimum de déviation permet alors de remonter à n_{sol}. Quant au coefficient d'atténuation de la solution κ_{sol}, il a été mesuré à l'aide d'un spectrophotomètre comportant une cuve échantillon régulée en température. Nous avons également déterminé l'indice n_1 de la solution sans molécules à transition de spin en fonction de T (le coefficient d'atténuation κ_1 = 0 car cette solution est transparente au longueurs d'onde considérées).

Du point de vue des propriétés diélectriques, la solution, de permittivité $\varepsilon_{sol} = (n_{sol} + i\kappa_{sol})^2$ est équivalente à un milieu de permittivité $\varepsilon_1 = n_1^2$ (heptane + micelle + eau) au sein duquel sont dispersées, avec une concentration volumique c, les molécules à transition de spin de permittivité $\varepsilon_{part} = (n_{part} + i\kappa_{part})^2$. Dans ces conditions, on montre que [1]

$$\varepsilon_{sol} = \varepsilon_1 + \frac{3c\varepsilon_1(\varepsilon_{part} - \varepsilon_1)}{\varepsilon_{part} + 2\varepsilon_1}.$$

De la mesure de (n_{sol}, κ_{sol}), n_1 et du calcul de c à partir des caractéristiques de la solution, on peut, en inversant l'équation ci-dessus, déterminer ε_{part} et donc en déduire l'indice n_{part} et le coefficient d'atténuation κ_{part} des nanoparticules.

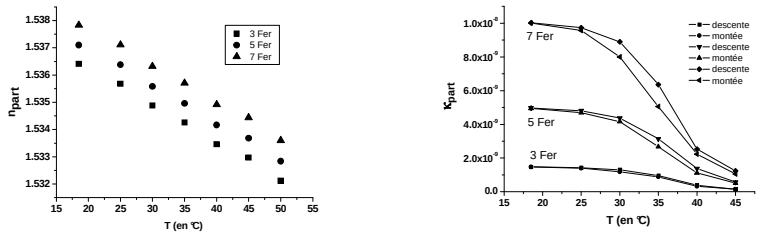


Fig. 2. Indice et coefficient d'atténuation des nanoparticules à 546 nm en fonction de la température et du nombre d'atomes de Fer.

La figure 2 rassemble l'ensemble des résultats que nous avons obtenus avec les différentes solutions étudiées pour une longueur d'onde correspondant au maximum de la bande d'absorption de la figure 1. On constate que l'indice des nanoparticules est proportionnel au nombre d'atome de Fer et décroît linéairement avec la température. Nos mesures ont également montré que n_{part} augmente quand la longueur d'onde diminue en suivant la loi de Cauchy. En ce qui concerne κ_{part}, il augmente proportionnellement au nombre d'atomes de Fer. Mais surtout, il présente une hystérésis thermique tout comme les échantillons massifs, l'hystérèse étant d'autant plus large que le nombre d'atome de Fer est élevé.

Références

[1] L. Landau, E. Lifchitz, Electrodynamique des milieux continus, Edition MIR (1969).

Combinaison de l'interférométrie atomique et des oscillations de Bloch: application à la détermination de la constante de structure fine α

S.Guellati-Khélifa⋆, P. Cladé, F. Nez, L. Julien et F. Biraben

Laboratoire Kastler Brossel, UPMC, Ecole Normale Supérieure, CNRS, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France
⋆ guellati@spectro.jussieu.fr

Résumé : Nous présenterons notre expérience qui a permis une détermination de la constante de structure fine α avec une incertitude relative de $4{,}6\times10^{-9}$. La méthode consiste à accélérer les atomes dans un réseau optique (oscillations de Bloch) et à mesurer la variation de vitesse à l'aide d'un interféromètre atomique de type Ramsey-Bordé. Nous discuterons également la réalisation de séparatrices d'onde atomique à ordre élevé, en combinant une impulsion Raman $\pi/2$ et des oscillations de Bloch.
Mots-clés : Interférométrie atomique, oscillations de Bloch, métrologie, constantes fondamentales.

L'expérience que nous développons depuis plusieurs années au laboratoire Kastler Brossel a pour but la mesure précise de la vitesse de recul ($v_r = \hbar k/m$) qui correspond au changement de la vitesse d'un atome de masse m qui absorbe un photon d'impulsion $\hbar k$. À partir de la mesure de cette vitesse on déduit le rapport h/m, entre la constante du Planck et la masse de l'atome étudié, et de là la constante de structure fine α [1]. Le principe de notre expérience consiste à produire un nuage d'atomes froids de rubidium, ensuite d'utiliser les oscillations de Bloch dans un réseau optique pour accélérer de manière cohérente les atomes et induire ainsi une variation de vitesse pouvant atteindre 1600 v_r. Cette variation de vitesse est mesurée à l'aide d'un interféromètre atomique de type Ramsey-Bordé.

Nous avons ainsi réalisé récemment [2] une nouvelle mesure de α avec une incertitude réduite de $4{,}6\times10^{-9}$. Comparée aux mesures de α réalisées par d'autres équipes dans le monde (Fig.1), nos résultats sont actuellement les plus précis si on excepte la détermination de α déduite de la mesure de l'anomalie de l'électron g-2 (incertitude de $3{,}7\times 10^{-10}$).

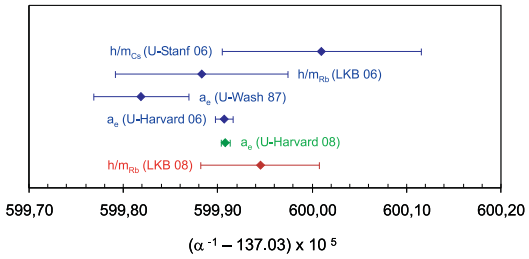


Fig. 1: Parmi les déterminations les plus précises de la constante de structure fine α, on distingue la détermination obtenue par l'équique de G. Gabrielse à l'Université de Harvard, à partir de la mesure du rapport gyromagnétique de l'électron (notée a_e (U-Harvard 08)) et celle réalisée par l'équipe de S. Chu à l'université de Standford. Cette dernière est déduite de la mesure du rapport h/m_{Cs} (notée h/m_{Cs} (U-Stanf 06)).

Parallèlement nous avons étudié la possibilité de mettre en œuvre des séparatrices d'onde de matière à ordre élevé. En effet, le principe de l'interférométrie atomique consiste à séparer un paquet d'onde atomique en deux parties puis de les recombiner. La sensibilité de la mesure est proportionnelle à la séparation spatiale entre les deux bras de l'interféromètre. Cette séparation peut être augmentée en augmentant la durée de l'interféromètre, mais la longueur du parcours des atomes, limitée par la taille de la cellule, limite rapidement la durée de l'interféromètre. Pour aller au delà de cette limite, il faut chercher à augmenter la différence de vitesse entre les deux bras de l'interféromètre. Dans les interféromètres usuels, la séparation est obtenue par échange cohérent d'impulsion entre un laser et les atomes et la différence de vitesse vaut en général deux fois la vitesse de recul. Cette séparation est mise en œuvre en appliquant une impulsion laser $\pi/2$ qui agit comme une séparatrice 50/50. L'idée de la sépratrice d'ordre élevé consiste à séparer le paquet d'onde initial à l'aide d'une première impulsion $\pi/2$ et accélérer par la suite les atomes dans un seul bras en utilisant la technique des oscillations de Bloch. Dans ce cas, cette technique sera utilisée dans une configuration beaucoup plus spécifique, car il s'agit de n'accélérer qu'un seul des deux bras de l'interféromètre, c'est-à-dire une seule composante de la fonction d'onde atomique spatiale, et non la totalité de cette fonction d'onde. Nous présenterons notamment l'approche théorique qui nous a permis de fixer les paramètres expérimentaux et de quantifier les fluctuations de phase induites par ce type de séparatrice [3].

Références

[1] P. Cladé et al, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 033001 (2006).

[2] M. Cadoret et al, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 230801 (2008).

[3] P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez and F. Biraben, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 240402 (2009).

Jets atomiques ralentis spour l'interférométrie.

Mehdi Hamamda[1], Gabriel Dutier[1,*], Francisco Perales[1], Valia Bocvarski[2], Jacques Baudon[1] et Martial Ducloy[1]

1. Laboratoire de Physique des Lasers, Institut Galilée, Université Paris 13, 99 av. J.B. Clément 93430 Villetaneuse.
2. Institute of Physics - Belgrade, PO box 57, Pregrevica 118, 11080 Zemun, Serbia.
** gabriel.dutier@univ-paris13.fr*

Résumé : Les jets atomiques ralentis sont couramment utilisés à des fins de piégeage. Nous proposons une étude du comportement cinétique et de cohérence d'un tel jet directement pour des expériences d'interférométrie. Une telle source atomique, intermédiaire entre atomes froids et jet supersonique, semble prometteuse pour des études aussi variées que le couplage van der Waals – Zeeman par des nanoréseaux, réalisant ainsi un biprisme atomique, ou bien la généralisation des « méta-matériaux » optiques aux ondes de matière.

Mots-clés : jets atomiques, interférométrie atomique, van der Waals, nanoréseaux.

La longueur d'onde de Broglie intervient naturellement en interférométrie atomique dans la caractérisation de l'interaction entre les atomes. Plus elle est grande et plus efficace est le recouvrement des paquets d'onde atomiques. Les atomes froids ont ici un avantage indéniable tant par rapport aux sections efficaces que pour la manipulation même des atomes. Néanmoins, les jets supersoniques atomiques, de part leurs sélectivités angulaire et cinétique très élevées ($\delta\theta = 0.35$mrad ; $\delta v/v = 1\%$), ont été d'excellents outils aux fins d'études de collisions mais aussi d'interférométrie [1]. Nous proposons de combiner les propriétés de sélectivité d'un jet supersonique avec celles d'atomes refroidis par la mise en place d'un jet ralenti. Il s'agit d'un jet supersonique d'argon métastable que nous faisons passer dans un ralentisseur Zeeman pour atteindre des vitesses de l'ordre de quelques dizaines de mètres par secondes. Le dispositif est bien connu pour la réalisation de pièges. En revanche, les caractérisations angulaire et cinétique d'un tel jet n'ont pas été clairement démontrées. Ce dispositif, actuellement en cours d'analyse, se révèle particulièrement intéressant dans des configurations d'interférométrie atomique où il s'agit de traverser un objet diffractant tel que des réseaux nanostructurés.

Nous cherchons à réaliser une expérience qui serait le pendant atomique au biprisme de Fresnel [2]. Cette expérience d'interférométrie nous permet d'aborder plusieurs phénomènes de physique fondamentale. La diffraction élastique en transmission d'un jet ralenti à quelques dizaines de mètres par seconde par un réseau de pas de 100 nm, si elle n'apporte aucune physique nouvelle, nous permet de caractériser complètement les propriétés du jet y compris sa cohérence. Puis nous chercherons à mettre en évidence l'interférence entre deux paquets d'onde produits par les deux bords d'une même fente lors d'une transition dite « van der Waals – Zeeman ». Celle-ci consiste à utiliser la composante quadrupolaire de l'interaction van der Waals entre l'atome et la surface de la fente. Cette interaction devient suffisamment importante, lorsque l'atome est à une distance inférieure à 5nm de la surface, pour coupler de manière cohérente deux sous-niveaux Zeeman. L'interaction de van der Waals étant conservative, l'énergie interne d'un atome subissant une transition exothermique est transformée en énergie cinétique. Ce transfert induit une déviation ajustable de la direction de propagation des atomes en fonction de l'intensité du champ magnétique (donc de l'écart Zeeman). L'angle de déviation produit est typiquement de l'ordre de 15mrad pour 200 Gauss ce qui autorise aisément un recouvrement des paquets d'ondes dans un figure de diffraction observable sur un détecteur à position. La figure de diffraction ainsi produite nous fournira des informations sur l'interaction entre l'atome et la surface à une distance de quelques nanomètres. Un tel jet ralenti ouvrirait la voie à de multiples expériences d'optique atomique (interféromètre à boucle fermée pour la mesure d'effets inertiels, milieu d'indice négatif pour les ondes atomiques [3])

[1] J.-C. Karam *et al.*, Europhys. Lett., **74** (1), 36–42 (2006)
[2] J. Grucker *et al.*, Eur. Phys. J.D. **47**, 427- 431 (2008)
[3] J. Baudon *et al*, Physical Review Letters **102**, 140403 (2009)

Comment caractériser la dynamique des atomes froids dans un réseau optique ?

Daniel Hennequin et Philippe Verkerk
Laboratoire PhLAM, Bât. P5, Université Lille1, 59655 Villeneuve d'Ascq cedex

Résumé : Nous étudions la dynamique classique des atomes dans différents réseaux optiques non dissipatifs. Nous montrons que le temps de vie des atomes dans un réseau optique joue le rôle d'une signature collective de la dynamique individuelle des atomes. Cette signature peut être utilisée pour caractériser expérimentalement la dynamique chaotique des atomes.
Mots-clés : atomes froids, réseaux optiques, chaos conservatif

Les atomes froids sont un outil puissant pour étudier la transition entre le monde classique et le monde quantique. Ceci a déjà été exploité, par exemple grâce la réalisation des portes logiques quantiques [1,2], ou encore de l'étude des propriétés d'un condensat de Bose-Einstein. Mais la dynamique classique des atomes froids a également été étudiée, en particulier les instabilités du nuage d'atomes froids produit par un piège magnéto-optique [3,6]. Il s'agit ici d'un système désordonné, et l'on s'attend à trouver une dynamique encore plus riche dans un système ordonné, notamment lorsque les atomes sont chargés dans le potentiel d'un réseau optique. Dans de tels potentiels, les atomes, au cours de leur déplacement de sites de sites, peuvent suivre une dynamique très complexe, et même chaotique. Jusqu'ici, les travaux expérimentaux dans ce domaine ont été très limités. Le chaos quantique a été étudié pour des atomes dans des puits d'un potentiel 1D soumis à une modulation temporelle [7,8], et quelques travaux ont décrit la diffusion des atomes dans les réseaux optiques [9].

Notre objectif est d'étudier expérimentalement la dynamique des atomes dans différents potentiels optiques 2D ou 3D. En particulier, nous voudrions pouvoir détecter l'existence de trajectoires chaotiques individuelles. Expérimentalement, nous n'avons pas accès aux trajectoires individuelles, et nous devons donc trouver, dans le comportement collectif, des signatures de la dynamique individuelle. Actuellement, nous recherchons ces signatures collectives par des simulations de la dynamique atomique dans deux réseaux optiques différents : le premier est un potentiel carré standard, qui est décalé soit vers le bleu, soit vers le rouge de la transition atomique, alors que le second est un réseau développé dans notre groupe, constitué d'un empilement vertical de pièges en anneau [10].

Des comportements chaotiques sont prédits dans tous les cas, mais avec des différences importantes : par exemple, le chaos apparaît à l'intérieur des puits pour le potentiel bleu, alors qu'il apparaît seulement pour la dynamique multi-sites dans le potentiel annulaire ou le potentiel rouge. Il apparaît aussi des différences dans la dynamique multi-sites : par exemple, le chaos est associé avec des trajectoires balistiques uniquement dans le potentiel rouge.

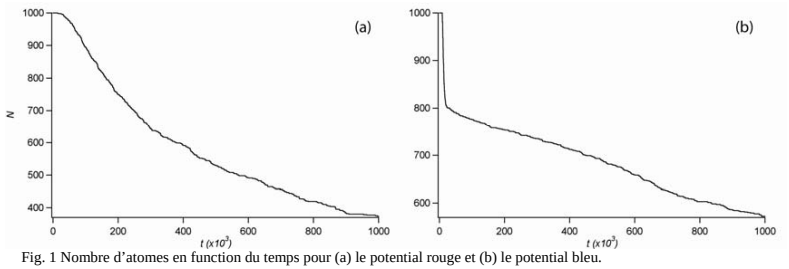


Fig. 1 Nombre d'atomes en function du temps pour (a) le potential rouge et (b) le potential bleu.

Une analyse détaillée montre que ces différences ont des conséquences sur la façons dont les atomes s'échappent du réseau optique. La figure 1 montre que si l'on trace le nombre d'atomes dans le réseau en fonction du temps, plusieurs temps de vie différents apparaissent, et que même l'allure de la fonction de décroissance peut changer. Le temps de vie des atomes dans le réseau peut donc jouer le rôle d'une signature collective de la dynamique individuelle des atomes.

Notre objectif est d'utiliser ces résultats pour caractériser la dynamique atomique observée expérimentalement. Une prochaine étape devrait être de transposer ces résultats au monde quantique, afin d'étudier les mécanismes à la base du chaos quantique.

Références

[1] O. Mandel *et al*, "Controlled collisions for multi-particle entanglement of optically trapped atoms", Nature **425**, 937 (2003)
[2] K. G. H. Vollbrecht, E. Solano and J. I. Cirac, "Ensemble quantum computation with atoms in periodic potentials", Phys. Rev. Lett. **93**, 220502 (2004).
[3] D. Wilkowski, J. Ringot, D. Hennequin and J. C. Garreau, "Instabilities in a magneto-optical trap: noise-induced dynamics in an atomic system", Phys. Rev. Lett. **85** 1839-1842 (2000)
[4] D. Hennequin, "Stochastic dynamics of the magneto-optical trap", Eur. Phys. J. D **28** 135-147 (2004)
[5] A. di Stefano, P. Verkerk and D. Hennequin, "Deterministic instabilities in the magneto-optical trap », Eur. Phys. J. D **30** 243-258 (2004)
[6] G. Labeyrie, F. Michaud and R. Kaiser, "Self-sustained oscillations in a large magneto-optical trap", Phys. Rev. Lett., 96, 023003 (2006)
[7] D. A. Steck *et al*, "Quantitative Study of Amplitude Noise: Effects on Dynamical Localization, Phys. Rev. E **62**, 3461 (2000)
[8] H. Lignier *et al*, "Reversible destruction of dynamical localization", Phys. Rev. Lett **95**, 234101 (2005)
[9] L. Guidoni, B. Depret, A. di Stefano and P. Verkerk, "Atomic diffusion in an optical quasicrystal with five-fold symmetry", Phys. Rev. A **60** R4233 (1999)
[10] E. Courtade, O. Houde, J.-F. Clément, P. Verkerk and D. Hennequin, Realization of an optical lattice of ring traps, Phys. Rev. A, 74 031403(R) (2006)

Génération paramétrique dans une fibre à bande interdite photonique à cœur liquide

Minh Chau Phan Huy*, Philippe Delaye, Sylvie Lebrun, Robert Frey, Gérald Roosen
Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, CNRS, Univ.Paris-Sud, Campus Polytechnique, RD128, 91127 Palaiseau Cedex
**Minh-Chau.Phan-Huy@institutoptique.fr*

Résumé : Nous présenterons les résultats préliminaires d'une expérience de génération paramétrique dans un liquide remplissant le cœur d'une fibre à bande interdite photonique. Cette nouvelle architecture permet de profiter de la forte nonlinéarité des liquides et du contrôle de la position du zéro de dispersion par la structure de la fibre pour augmenter l'efficacité de la génération paramétrique. Par ailleurs la bonne finesse spectrale de la raie Raman des liquides utilisés permettra d'éliminer plus facilement la diffusion Raman ouvrant la voie à la génération de paires de photons corrélés de grande qualité quantique.
Mots-clés : Optique nonlinéaire, fibre à cristal photonique, génération paramétrique, source de photons corrélés

1. Introduction

La génération paramétrique par mélange à quatre ondes est un mécanisme nonlinéaire permettant de générer deux faisceaux signal et complémentaire à des fréquences situées de part et d'autre de la fréquence de pompe et contrôlées par la condition d'accord de phase. Cet effet présent dans les milieux isotropes tels que les fibres silice donne lieu à de nombreuses applications telles que des amplificateurs large bande, des convertisseurs de longueur d'onde pouvant aller dans la zone bleu-vert du spectre ou des générateurs de paires de photons corrélés [1], ouvrant la voie à des dispositifs de communication quantique tout fibrés. Pour cette dernière application, les premières démonstrations ont montré une forte diminution de la qualité quantique des paires de photons créées, causée par la génération d'un quasi-continuum de photons non corrélés par diffusion Raman. Cet effet peut être réduit en refroidissant la fibre en dessous de 77K [2], voire même 4K [3], mais sans être complètement éliminé. L'utilisation de liquides caractérisés par des raies Raman fortement décalées et surtout très fines spectralement pourrait permettre de résoudre ce problème, à condition de pouvoir conserver une propagation guidée monomode qui est le principal avantage de la fibre optique. Pour cela on peut utiliser une fibre à cristal photonique à cœur creux qui sera remplie avec le liquide nonlinéaire choisi. Cette architecture a déjà été utilisée avec succès pour réaliser un convertisseur Raman en utilisant des fibres remplies d'éthanol [4, 5]. Nous allons présenter ici les résultats préliminaires concernant la réalisation d'un générateur paramétrique utilisant cette même architecture.

2. Principe de fonctionnement

Dans le mécanisme de génération paramétrique par mélange à quatre ondes, la pompe interagit avec le milieu nonlinéaire de manière à ce que deux photons de pompe soient combinés pour générer deux photons signal et complémentaire de plus forte et plus faible énergies respectivement (Fig. 1A) selon le principe de conservation de l'énergie. La longueur d'onde des photons émis est contrôlée par la condition d'accord de phase (Fig. 1B), qui peut être respectée en se propageant aux alentours du zéro de dispersion dans le cas d'une propagation guidée. En utilisant une fibre à bande interdite photonique qui possède une bande de propagation contenant un zéro de dispersion (Fig. 1C) [6], on peut aisément respecter cette condition et même la contrôler par le choix de la structure de la fibre et par le choix des matériaux constituant la fibre. Par ailleurs, la bande de transmission limitée peut permettre d'éliminer le mécanisme de diffusion Raman qui entre en compétition avec la génération paramétrique en plaçant la raie Stokes Raman en dehors de la bande de transmission empêchant ainsi son émission [5].

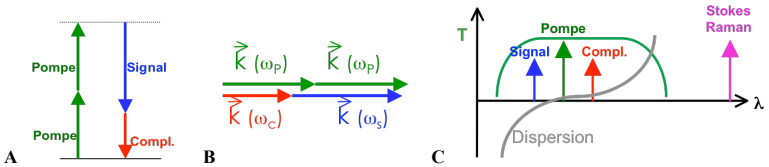


Fig. 1 : (A) Diagramme d'énergie du mécanisme de génération paramétrique par mélange à quatre ondes. (B) Conservation de la quantité de mouvement régissant la condition d'accord de phase et le spectre de gain d'amplification paramétrique. (C) Schéma de principe du montage de génération paramétrique dans une fibre à bande interdite photonique.

3. Montage expérimental

L'expérience est basée sur une fibre à bande interdite à cœur creux commerciale (fibre HC-1550-02 de Crystal Fiber). Cette fibre guide la lumière par réflexion sur la structure périodique du cristal photonique constituant la gaine entourant le cœur creux. Ce régime de propagation se caractérise par une bande de propagation centrée autour de 1600nm et présente un zéro de dispersion à l'intérieur de cette bande de transmission [6]. Lorsque la fibre est remplie avec le liquide la bande de transmission (et son zéro de dispersion) est décalée vers les courtes longueurs d'onde par le plus faible contraste d'indice entre la structure de silice et le liquide [5, 7]. Pour amener la bande autour de la gamme spectrale du laser Ti:Saphir utilisé pour notre expérience nonlinéaire, il faut choisir un liquide d'indice de réfraction autour de 1,36. Notre choix s'est porté sur l'acétone qui possède un coefficient nonlinéaire environ 10 fois plus fort que celui de la silice. La bande de propagation de la fibre remplie d'acétone est déplacée autour de 850nm avec une largeur de bande de transmission de 300nm (Fig. 2A). Par ailleurs pour éviter la présence de bandes d'absorption dues aux overtones des bandes d'absorption infrarouge des liaisons C-H, nous avons choisi pour nos expériences la version deutérée de l'acétone, l'acétone-d6 plus transparent dans le proche infrarouge (Fig. 2A) [7]. La propagation dans la fibre se fait sur un mode quasi-gaussien du cœur de la fibre (Fig. 2B). Des valeurs de transmission typiques à 850nm de l'ordre de 50% (incluant les pertes de couplage et les pertes de propagation de la fibre) sont obtenues sur une fibre de 80cm de long remplie d'acétone-d6.

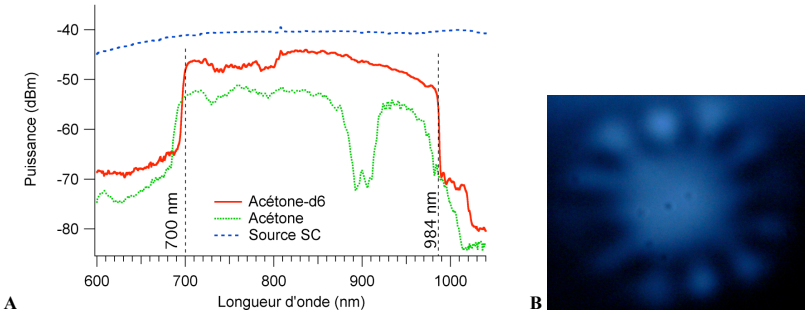


Fig. 2 : (A) Spectre de transmission de la fibre remplie d'acétone-d6 (ligne continue), d'acétone (ligne pointillée) comparée au spectre de la source supercontinuum couplée dans la fibre. La bande de transmission est centrée vers 850nm avec une largeur de 300nm. La bande d'absorption de l'acétone à 900nm disparaît dans l'acétone-d6. (B) Mode transmis à 780nm observé en champ proche (i.e. dans le plan de la face de sortie de la fibre) dans la fibre remplie d'acétone-d6.

4. Conclusion

Pour les expériences nonlinéaires, la lumière issue d'un laser Ti:Saphir impulsionnel (impulsions de 10ps à 80MHz) sera couplée dans la fibre, la lumière sortant de la fibre étant analysée sur un analyseur de spectre optique. Le spectre émis sera étudié en fonction des conditions d'accord de phase qui varieront lorsque le laser sera accordé autour de la position du zéro de dispersion de la fibre. Un gain d'amplification de l'ordre de 10^6 est attendu avec une fibre de 1m de long pour une puissance crête de 100W (correspondant à une puissance moyenne de 100mW) injectée dans la fibre.

5. Remerciements

Nous remercions Philippe Lalanne pour le prêt de la source supercontinuum. Minh Chau Phan Huy remercie la région Ile de France pour son soutien.

Références

[1] L.J. Wang, C.K. Hong, S.R. Friberg. J. Opt. B: Quantum Semiclass. **3**, 346 (2001).
[2] K.F. Lee, J. Chen, C. Liang, X. Li, P.L. Voss, P. Kumar. Opt. Lett. **31**, 1905 (2006).
[3] S.D. Dyer, B. Baek, S.W. Nam. Opt. Express **17**, 10290 (2009).
[4] S. Yiou, P. Delaye, A. Rouvie, J. Chinaud, R. Frey, G. Roosen, P. Viale, S. Février, P. Roy, J.L. Auguste, J.M. Blondy. Opt. Express **13**, 4786 (2005).
[5] S. Lebrun, Ph. Delaye, R. Frey, G. Roosen. Opt. Lett. **32**, 337 (2007).
[6] P.J. Roberts, B.J. Mangan, H. Sabert, F. Couny, T.A. Birks, J.C. Knight, P.St.J. Russell. J. Opt. Fiber. Commun. Rep. **2**, 435 (2005).
[7] G. Antonopoulos, F. Benabid, T. A. Birks, D. M. Bird, J. C. Knight and P. St. J. Russell. Opt. Express **14**, 3000 (2006).

Mesure de l'interaction de Van der Waals par interférométrie atomique

S. Lepoutre[1], H. Jelassi[1], G. Trénec[1], M. Büchner[1], J. Vigué[1,⋆], V. Lonij[2] et A. Cronin[2]

1. Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité ; IRSAMC; Université de Toulouse - UPS et CNRS UMR5589
2. Department of Physics, University of Arizona, Tucson, Arizona 85721, USA
⋆ jacques.vigué@irsamc.ups-tlse.fr

Résumé : Nous avons mesuré par interférométrie atomique l'interaction d'un atome avec la surface d'un réseau. Nous avons pu expliquer par la théorie la dépendance inhabituelle du déphasage avec la vitesse atomique.
Mots-clés : optique atomique, interféromètre atomique, interaction atome–surface.

La très grande sensibilité de l'interférométrie atomique permet de mesurer l'interaction de van der Waals d'un atome avec une surface. Cette interaction, qui dépend très vite de la distance z atome-surface, est attractive en $-C_3/z^3$ et la mesure n'est interprétable que si la cible a une géométrie bien définie. L'interaction d'un réseau de période nanométrique avec une onde atomique produit une série de faisceaux diffractés et le faisceau d'ordre 0 ne diffère du faisceau incident que par son amplitude et par un déphasage, non nul à cause de l'interaction de Van der Waals. La première expérience mesurant ce déphasage a été faite par l'équipe d'A. Cronin [1].

Notre interféromètre atomique permet de séparer spatialement les deux faisceaux atomiques qui interfèrent (avec une distance maximale de 100 μm). Le jet supersonique de lithium a une vitesse moyenne réglable entre 750 m/s et 3500 m/s (longueur d'onde de de Broglie entre 16 et 76 pm). Pour ces mesures, nous avons utilisé le même réseau que l'équipe d'A. Cronin, qui est gravé sur une membrane de nitrure de silicium (épaisseur 110 nm, pas 100 nm, fenêtres de largeur 53 nm). Une grande fenêtre de 220 μm de large à bords nets découpée dans le réseau permet de faire des expériences de référence pour lesquelles les deux faisceaux atomiques passent dans la fenêtre, puis en déplaçant le réseau dans un sens ou dans l'autre des expériences pour lesquelles un seul des deux faisceaux atomiques passe à travers le réseau. On observe bien ainsi des déphasages de signes opposés par rapport à la situation de référence et ce déphasage est égal à la phase de l'amplitude de l'ordre 0 de diffraction. Notre incertitude de mesure atteint 3 mrad dans les meilleures conditions. La dépendance du déphasage avec la vitesse atomique est inhabituelle sensiblement en $v^{-0.49}$. Nous avons pu expliquer ce déphasage par un calcul et un modèle analytique. Ce résultat nous permet de prouver que l'interaction atome-surface varie bien comme $1/z^3$, de mesurer avec précision le coefficient C_3 et de mettre aussi une borne comparable aux meilleures limites actuelles sur une modification non-Newtonienne de la gravitation avec une portée de l'ordre de 2 nm. La figure illustre ces résultats.

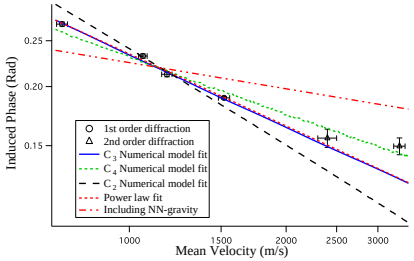


Fig. 1: Le déphasage en fonction de la vitesse moyenne en échelle logarithmique. Les cercles sont les mesures effectuées avec l'interféromètre à l'ordre 1, les triangles à l'ordre 2. Les lignes représentent les différents ajustements. En particulier les modèles numériques et analytiques avec un potentiel en $-C_3/z^3$ représentent très bien les données.

Références

[1] John D. Perreault and Alexander D. Cronin, Phys. Rev. Lett. **95**, pp. 133201 (2005).

Etude de particules d'or fonctionnalisées individuelles, biocompatibles.

Matthieu Loumaigne, Daniele Nutarelli*, Anne Débarre
Laboratoire Aimé Cotton CNRS Université Paris 11 Orsay 91405 cedex
** daniele.nutarelli@lac.u-psud.fr*

Résumé : Les propriétés de fluorescence de nano-sondes à cœur d'or biocompatibles, fonctionnalisées par des chaînes disulfites sont analysées par Spectroscopie de Corrélation de Fluorescence à l'échelle de la sonde unique. L'étude des coïncidences entre les fluctuations d'intensité du signal de diffusion Rayleigh du cœur métallique et du signal de la fluorescence des molécules attachées aux ligands, démontre la très forte inhibition de la fluorescence des sondes et l'existence d'une population fluorescente d'agrégats micellaires de tailles voisines de celle des sondes. La présence de ces derniers, indiscernables des sondes dans les études macroscopiques, conduit à surestimer l'efficacité de fluorescence des sondes.
Mots-clés : Nano-sondes biocompatibles, ligands disufites, FCS, inhibition de fluorescence.

1. Introduction

La réalisation de sondes robustes combinant des nano-particules métalliques et des molécules fluorescentes constitue une alternative aux nouvelles sondes moléculaires synthétiques. L'idée qui sous-tend la réalisation de telles sondes est de contrôler les changements des propriétés optiques des molécules lorsqu'elles se trouvent à proximité d'une surface métallique, pour produire des sondes fluorescentes brillantes ou des sondes de type Raman. L'efficacité de processus tels l'exaltation de la fluorescence et son inhibition utilisée en SERS (Surface Enhanced Raman Scattering) [1] dépendent de la nature des ligands qui entourent le cœur métallique, des propriétés des molécules fluorescentes ainsi que de leur distance à la particule.

Les sondes de première génération auxquelles nous nous sommes intéressés ont un cœur constitué d'une nano-particule d'or, de dimension allant de 10 à 60 nm. Ces particules sont enrobées d'une monocouche de disulfites organiques contenant des chaînes alkyl-oligoethylène glycol, qui séparent l'espèce fluorescente, la fluorescéine (FITC) greffée en bout de chaîne, de la surface de la nanoparticule. Un des atouts principaux de ce type de fonctionnalisation est la bonne solubilité dans l'eau, élément primordial pour le développement de sondes biocompatibles. Ces systèmes sont les briques de base de futures assemblées plus complexes, combinant plusieurs particules et l'étude de leurs propriétés d'émission est un préalable indispensable. Les études macroscopiques révèlent sans surprise une inhibition de la fluorescence, quantifiée par un facteur d'atténuation de la brillance de la fluorescéine de l'ordre de 5 à 10, faible compte-tenu de la distance moyenne de 2 nm qui sépare les molécules de FITC de la surface d'or [2].

Nous avons approfondi l'étude des processus d'interaction entre les molécules FITC et le cœur en or en utilisant la spectroscopie de corrélation de fluorescence (FCS) à l'échelle des particules individuelles. Dans ce résumé, nous analysons des résultats récents obtenus sur la structure de ces systèmes, qui mettent en lumière la puissance des méthodes de molécules uniques.

2. Spectroscopie de corrélation croisée de fluorescence et Rayleigh

La spectroscopie par corrélation de fluorescence permet de suivre les fluctuations du système étudié autour de son équilibre macroscopique. En milieu liquide, les fluctuations de l'intensité de la fluorescence sont produites par des processus dynamiques comme la diffusion spatiale, le clignotement dû au passage à l'état triplet ou les réactions chimiques, qu'il est possible de suivre in situ. Des informations quantitatives sur la dynamique des processus mis en jeu, comme la mesure de la constante de diffusion brownienne, sont déduites de l'analyse de la forme de la courbe par des modèles appropriés, alors que l'amplitude de la courbe donne accès à l'efficacité des processus. La valeur de la corrélation à temps nul donne accès au nombre de particules présentent simultanément dans le volume focal du microscope utilisé. Nous avons exploité les avantages de cette méthode pour suivre la dynamique d'émission des nanoparticules fonctionnalisées en milieu aqueux, contrairement à la plupart des études réalisées qui portent sur des particules déposées.

La constante de diffusion brownienne est inversement proportionnelle à la taille de l'objet et sa valeur, extraite directement des courbes de corrélation, fournit la distribution en taille des objets observés, à partir de la calibration du volume focal du microscope. Une telle étude réalisée sur les sondes a révélé que la distribution en taille des objets lumineux observés a une largeur incompatible avec la distribution en taille des nanoparticules. Celle-ci, étudiée par microscopie électronique à haute résolution, est très resserrée autour de la valeur nominale des particules fonctionnalisées.

Ces résultats suggèrent une possible agrégation des billes, imprévue en raison de la spécificité de la fonctionnalisation des cœurs d'or par une couche de ligands dont l'extrémité libre est hydrophile. Pour progresser dans la compréhension des phénomènes complexes observés, nous avons mis au point une méthode d'analyse originale qui combine la corrélation croisée des fluctuations de deux signaux différents, le signal de fluorescence des molécules de fluorescéine et le signal Rayleigh des particules métalliques. Si les molécules qui émettent le signal de fluorescence sont liées à des particules métalliques, les fluctuations du signal de fluorescence doivent être corrélées aux fluctuations du signal Rayleigh qui sont produites au passage des particules métalliques. Cette méthode peut être rapprochée des méthodes de spectroscopie à deux couleurs qui permettent d'analyser les transferts d'énergie entre deux espèces différentes [3].

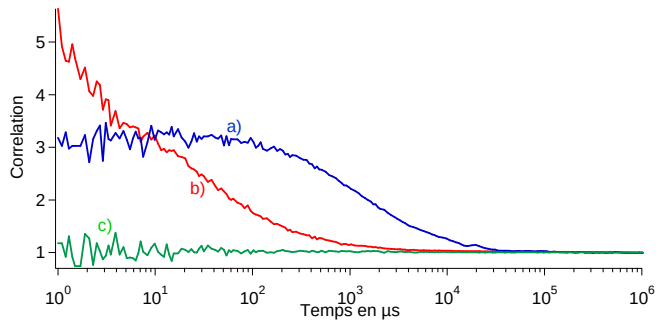


Fig. 1 Courbes de corrélation du signal de fluorescence et du signal Rayleigh. a : corrélation du signal de diffusion Rayleigh, b : corrélation du signal de fluorescence, c : corrélation croisée des deux signaux.

Nous avons fonctionnalisé des particules de 50nm de diamètre pour bénéficier d'une valeur suffisante de la section efficace de diffusion Rayleigh. Cette expérience met en jeu trois détecteurs de photons uniques, dont deux enregistrent le signal Rayleigh. Elle fournit le signal de corrélation croisée de la diffusion Rayleigh qui correspond à la courbe a de la figure 1. L'ajustement de cette courbe est en bon accord avec le signal attendu pour une diffusion brownienne de particules de 50 nm. Le signal d'autocorrélation de la fluorescence a une forme complexe (courbe b, figure1). Son analyse met en jeu la diffusion de deux espèces, des ligands-FITC libres, en concentration limitée et des objets sphériques lumineux de beaucoup plus gros diamètre. Enfin, la corrélation croisée entre le signal Rayleigh et le signal de fluorescence montre de façon non ambigüe qu'il n'y a pas de coïncidences temporelles entre les fluctuations émises par les billes fonctionnalisées et par ces objets lumineux (courbe c, figure1). Cette observation inattendue conduit à une double conclusion : l'émission des billes fonctionnalisées est beaucoup plus fortement inhibée que ne le prédisait les mesures macroscopiques d'une part, et les objets lumineux ne sont pas les sondes étudiées d'autre part.

Des études complémentaires en cours indiquent que ces objets pourraient être des agrégats micellaires, malgré la dilution du système, largement en dessous de la concentration micellaire critique.

6. Conclusion

La spectroscopie de corrélation de fluorescence, poussée aux limites de la molécule unique, a permis de mettre en évidence pour ce système qui utilise des ligands disulfites, l'existence d'une espèce parasite masquée dans les mesures macroscopiques. L'identification d'agrégats, plus lumineux que les sondes elles-mêmes, a ouvert de nouvelles pistes de synthèse pour contourner cet écueil.

7. Remerciements

Ce travail fait partie du projet MOLIMEN, financé par le consortium européen NanoSci-ERA (ANR-06-NSCI-0002). Nous remercions le C'nano IdF et RTRA Triangle de la Physique pour leur soutiens financiers.

Références

[1] A. Débarre, R. Jaffiol, C. Julien, P. Tchénio and M. Mostafavi, *Chemical Physics Letters*, **386**, 244 (2004).
[2] N. Nerambourg, R. Praho, M.H.V. Werts, D. Thomas, M. BlanchardDesce, *Int. J. Nanotechnol.* **5**, 722740 (2008).
[3] K. Bacia, I. V. Majoul, P. Schwille, *Biophysical Journal* **83**, 1184 (2002).

Intérêt de la thermoluminescence dans l'étude des mécanismes de noircissement des fibres optiques actives

Franck Mady[1,*], Mourad Benabdesselam[1], S. Trzesien[1], E. Régnier[2], E. Burov[2]
1. Université de Nice-Sophia Antipolis, LPMC, CNRS UMR 6622, Parc Valrose 06108 Nice cedex 2
2.Draka Comteq France, Data Center IV, Route de Nozay, 91460 Marcoussis
**franck.mady@unice.fr*

Résumé : Nous démontrons l'intérêt d'une technique – la thermoluminescence – dans l'étude de l'absorption induite (photo-noircissement) observée dans les fibres actives utilisées en conditions laser ou en environnement radiatif. La méthode démontre notamment la mise en jeu d'un processus d'oxydo-réduction des ions Yb^{3+} lors de l'irradiation (réduction) puis de la guérison par chauffage (oxydation).
Mots-clés : Photo-Noircissement, Absorption induite, Thermoluminescence

1. Introduction

Les fibres optiques actives dopées ytterbium (Yb) sont un élément crucial dans la conception d'amplificateurs et de lasers de puissance fibrés, continus ou pulsés. Malheureusement, le pompage de ces fibres à gain a pour effet d'induire une forte absorption des photons dans une large gamme de longueurs d'onde allant de l'UV au proche IR. Cette absorption est caractéristique d'une importante dégradation de la puissance optique en sortie de la fibre. Ce phénomène néfaste est connu sous le nom de photo-noircissement (PN), ou « photodarkening ». Même s'il est aujourd'hui admis que le PN est consécutif à l'apparition de défauts ponctuels – et notamment de centres colorés – sous l'effet du pompage, la nature de ces centres et les mécanismes présidant à leur formation ne sont pas encore compris. Depuis quelques mois, l'équipe « Fibres Optiques Actives » du LPMC a initié une étude du PN par le biais d'une démarche originale utilisant la thermoluminescence (TL). Par rapport à d'autres techniques de caractérisation par luminescence, la TL permet non seulement d'identifier les centres luminescents mais aussi de révéler la présence de défauts non luminescents mais potentiellement absorbants (défauts « pièges »). Son application à l'analyse de la silice dopée utilisée dans des fibres actives vise à caractériser les défauts ponctuels pouvant jouer le rôle de précurseurs des centres responsables du PN. Dans la mesure où cette technique requiert une irradiation préalable de l'échantillon avec un rayonnement ionisant, elle permet également d'étudier la conversion des précurseurs en d'autres centres (potentiellement impliqués dans le PN) sous l'effet d'un apport d'énergie. Ce travail vise essentiellement à démontrer l'intérêt de la TL dans l'étude des défauts induits sous irradiation (X, UV, et conditions laser).

2. Intérêt de la thermoluminescence

La thermoluminescence repose sur la mesure des photons émis lors des recombinaisons radiatives consécutives au « dépiégeage » par stimulation thermique de porteurs initialement localisés sur des défauts (pièges) du matériau. Le peuplement suffisant des niveaux de pièges est assuré par la création préalable de paires électron-trou au moyen d'une irradiation ionisante. Cette technique est adaptée à la caractérisation des matériaux à large gap dopés ou non. Afin d'en illustrer l'apport pour la silice à vocation optique, les figures 1 et 2 présentent les courbes TL obtenues sur des échantillons issus du cœur d'une préforme aluminosilicate dopée Yb (préforme 1, LPMC) et d'une préforme germanosilicate (préforme 2, Draka).

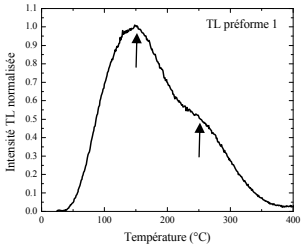


Fig. 1 : Courbe de TL typique obtenue sur le cœur de la préforme 1 après irradiation X à température ambiante (chauffage à 1°C s^{-1})

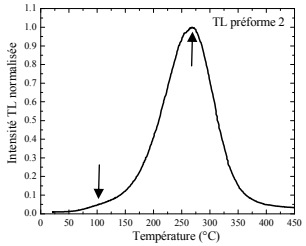


Fig. 2 : Courbe de TL typique obtenue sur le cœur de la préforme 2 après irradiation X à température ambiante (chauffage à 1°C s^{-1})

Chaque pic de TL est caractéristique d'un défaut « piège » du matériau. La position en température des pics reflète la profondeur des niveaux dans le gap (piège profond = pic à haute température), leur intensité renseigne sur l'abondance relative des pièges.
Ici, la TL révèle deux pièges principaux. Les positions voisines des pics suggèrent des profondeurs de pièges similaires dans les 2 préformes. Ces pièges sont donc probablement liés à des défauts intrinsèques de la silice. Pour autant, les intensités des pics démontrent que les concentrations relatives de ces pièges sont très sensibles à l'origine de la préforme.
La suite du diagnostique, qui concerne l'identification des centres luminescents (centres de recombinaison), est fournie par l'analyse spectrale de luminescence des pics. Les figures 3 et 4 détaillent le spectre des pics principaux de TL pour les préformes 1 et 2 (notons que ces spectres restent en fait les mêmes sur toute la gamme de température). Pour la préforme 1, l'émission prépondérante est celle de l'Yb^{3+}. Pour la préforme 2, la bande d'émission TL est centrée sur 400 nm (3,1 eV) et est probablement associé à la présence de germanium (centres GeODC [1,2]). Ainsi, l'analyse spectrale met en évidence les spécificités liées au dopage des préformes.

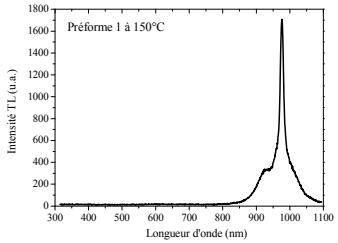


Fig. 3 : Spectre de luminescence du pic de TL principal de la préforme 1 (150 °C).

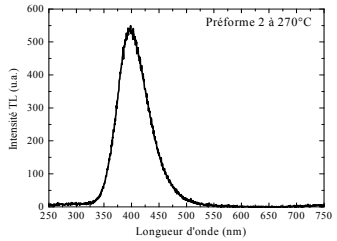


Fig. 4 : Spectre de luminescence du pic de TL principal de la préforme 2 (270 °C).

Ces exemples montrent le double intérêt de la TL dans l'analyse des défauts : révélation des défauts non luminescents par le biais des courbes de TL et identification des centres luminescents par analyse spectrale de ces courbes TL.

3. Application à l'étude des défauts et des centres induits par irradiation

La figure 3 indique que le mécanisme de TL s'explique par un processus d'oxydo-réduction des ions Yb^{3+} : l'irradiation X réduit les ions Yb^{3+} selon la réaction $Yb^{3+} \rightarrow Yb^{2+}$ + trou piégé. Les pics TL de la figure 1 se rapportent alors à ces niveaux de pièges à trous. Sous l'effet de la stimulation thermique, les trous dépiégés peuvent en particulier se recombiner sur les ions Yb^{2+} et les oxyder selon la réaction : Yb^{2+} + trou $\rightarrow (Yb^{3+})^* \rightarrow Yb^{3+} + h\nu_{caract.}$ Ainsi, nous démontrons qu'une irradiation X conduit à la réduction de l'Yb^{3+}. La formation d'Yb^{2+} peut être responsable d'une absorption induite, notamment dans l'UV [3] et ainsi expliquer en partie le photo-noircissement « X-induit ». Ce résultat est à mettre en parallèle avec une proposition récente selon laquelle le PN induit par pompage des ions Yb^{3+} pouvait aussi être lié à la conversion de ces ions en Yb^{2+} [4]. A l'aide d'une caractérisation TL couplée à des mesures de spectrophotométrie d'absorption, nous proposons de suivre l'évolution des défauts et des centres induits par irradiation X. Nous étendrons l'étude à une comparaison des défauts induits par X à ceux induits par pompage laser des ions Yb^{3+} pour mettre en évidence les centres ou défauts communs impliqués à la fois dans le PN induit par pompage optique et la dégradation induite par un milieu radiatif .

Références

[1] L. Skuja "Optically active oxygen-deficiency-related centers in amorphous silicon dioxide" *J. Non Cryst. Sol.* **239**, 16-48 (1998).
[2] L. Skuja, A.N. Trukhin "Comment on Luminescence of fused silica: Observation of the O_2^- emission band" *Phys. Rev. B* **39**, 3909-3911 (1989).
[3] M. Engholm, L.Norin, D. Aberg "Strong UV absorption and visible luminescence in ytterbium-doped aluminosilicate glass under UV excitation" *Opt. Lett.* **32**, 3352-3354 (2007).
[4] A.D. Guzman-Chavez, A.V. Kir'yanov, Y.O. Barmenkov, N.N. Il'lchev "Reversible photo-darkening and resonant photo-bleaching of Ytterbium-doped silica fiber at in-core 977 nm and 543 nm irradiation", Laser. Phys. Lett. **4,** 734-739 (2007)

Spectroscopie ultra-rapide de l'activité optique de molécules chirales

Laureen Mangot et Kokou D. (Honorat) Dorkenoo
IPCMS-CNRS UMR 7504, 23 rue du Loess, BP43, 67034 Strasbourg Cedex 2, France.
dorkenoo@ipcms.u-strasbg.fr

Résumé : Nous présentons une méthode d'investigation de l'activité optique de molécules chirales afin d'étudier la conformation des acides nucléiques et des protéines. La méthode, basée sur l'association d'une technique pompe sonde couplée à un ellipsomètre femtoseconde, permet la détection du pouvoir rotatoire aussi bien en régime statique, concernant les états fondamentaux, qu'en régime dynamique concernant les états excités.

Mots-clés : molécules chirales, activité optique statique, activité optique non linéaire.

1. Introduction

Le dichroïsme circulaire (DC) est une technique spectroscopique d'analyse largement utilisée pour étudier la conformation des acides nucléiques et des protéines. Dans le cas de protéines, ou de molécules biologiques, les spectres enregistrés au cours d'une expérience de DC contiennent des informations qui renseignent sur la nature des différents types de structures secondaires. La plupart des études sont faites sur les états fondamentaux. En ce qui concerne les rares études faites en dynamique, elles sont réalisées longueur d'ondes par longueur d'ondes. Nous avons validé une méthode expérimentale capable de suivre l'activité optique sur les états fondamentaux aussi bien que sur les états excites de molécules chirales.

2. Montage

Le dispositif expérimental mis en place représenté sur la figure 1 est composé d'un montage de spectroscopie rapide de type pompe sonde non-dégénéré et d'un ellipsomètre. Dans la partie pompe-sonde, la pompe est une source monochromatique créée à partir d'un faisceau laser à 400nm issu d'un laser saphir-titane délivrant des impulsions de durée 120 fs doublées à l'aide d'un cristal de BB0. La sonde est un continuum généré en focalisant la source laser dans un cristal de CaF_2. La partie ellipsométrie représentée dans le cadre est composé de deux polariseurs (Glan large bande croisés) entre lesquels se trouve l'échantillon. Une lame quart-onde large bande (400-600 nm) est interposée entre l'échantillon et le polariseur de sortie selon que l'on étudie le pouvoir rotatoire ou le dichroïsme circulaire.

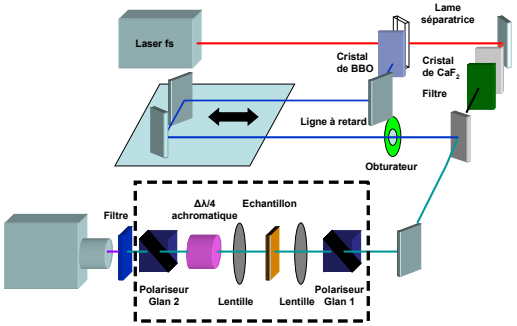


Fig. 1 Montage expérimental de l'activité optique femtoseconde résolue temporellement

3. Activité optique du Ruthenium tris(bipyridyl).

Nous avons dans un premier temps validé le montage en analysant l'activité optique statique de deux énantiomères d'une molécule modèle, le Ruthenium tris(bipyridyl). Dans ce cas les études sont uniquement faites avec la sonde. On a pu ainsi enregistrer les spectres des deux énantiomères Δ et Λ conformément aux mesures réalisées sur les spectromètres chiro-optiques commerciaux, comme le montre la figure 2.

Nous avons réalisé les mesures sur les états dynamiques en introduit la pompe. Nous avons enregistré le spectre de l'activité optique nonlinéaire, en l'occurrence le dichroïsme circulaire nonlinéaire sur l'échantillon Λ. Les résultats sont illustrés en figure3, où sont représentées les courbes d'absorption non linéaire (en haut) et celles du dichroïsme circulaire non linéaire (en bas) obtenues avec les mêmes retards (0 ps, 0.33 ps .66 ps) de la sonde par rapport à la pompe. Ces derniers spectres montrent qu'il n' ya pas de changement de conformation observable à l'échelle de la picoseconde.

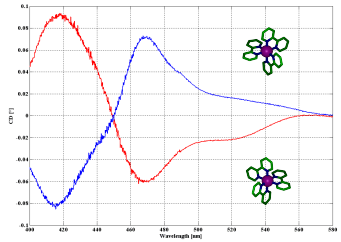
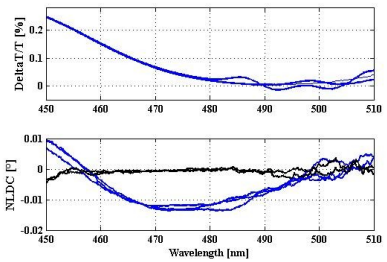


Fig. 2 Spectres du dichroïsme circulaire de l'énantiomère Δ (bleu) et l'énantiomère Λ (rouge).



.**Fig. 3** En haut spectre d'absorption non linéaire. En bas spectre du dichroïsme circulaire nonlinéaire de l'énantiomère Λ.

4. Conclusion

La stabilité de notre montage nous permet de mesurer l'activité optique dynamique et statique de molécules chirales. Cette technique pourra également être développée dans le domaine UV afin d'étudier des changements structurels de protéines.

Références

[1] Laureen Mangot, Grégory Taupier, Michelangelo Roméo, Alex Boeglin, Olivier Crégut, Kokou D. Dorkenoo, Broadband femtosecond transient dichroism spectroscopy in chiral molecules. Soumis à *Phys. Rev. Lett.* (June, 2009).

[2] Claire Niezborala and François Hache, Measurement the dynamics of circular dichroism in a pump probe experiment with a Babinet-Soleil Compensator, *JOSA B* 23, 2420-2424, (2006).

Modulateur spatial de lumière pour les atomes froids: guidage dans un mode de Laguerre-Gauss

Michaël Mestre, Fabienne Diry, Bruno Viaris de Lesqegno, Laurence Pruvost
Laboratoire Aimé Cotton,CNRS UPR3321, Univ. Paris-Sud 11
bruno.viaris@lac.u-psud.fr

Résumé : Nous utilisons un modulateur spatial de lumière (SLM) pour mettre en forme un laser et créer des potentiels dipolaires divers pour la manipulation d'atomes froids. Nous présentons le guidage des atomes d'un piège magnéto-optique au centre d'un mode de Laguerre-Gauss.

Mots-clés : SLM, mode Laguerre-Gauss, atomes froids, potentiel dipolaire

1. Modulateur Spatial de Lumière (SLM)

Nous utilisons un modulateur spatial de phase: c'est une lame dont on peut programmer l'épaisseur optique en tout point de sa surface. En l'éclairant avec un laser et en observant au point focal d'une lentille de projection, on obtient la figure de diffraction de la carte de phase programmée sur le SLM, qui devient donc un hologramme, programmable.

On peut théoriquement obtenir ainsi tout profil d'intensité désiré, pour peu que l'on affiche sur le SLM le bon hologramme. Or pour calculer l'hologramme de phase pure (limitation du SLM) nécessaire, on doit utiliser des algorithmes itératifs comportant des paramètres choisis aléatoirement. Cela donne des figures de diffraction visuellement satisfaisantes, mais souvent granuleuses, risquant de poser problème pour une application aux atomes froids.

2. Modes laser creux

En utilisant comme hologramme des hélices de phase, on produit des modes laser creux: des modes de Laguerre-Gauss (LG) quasi-purs. Ces profils sont beaucoup plus lisses que si on calcule un hologramme devant produire un anneau et sont plus adaptés à l'optique atomique.

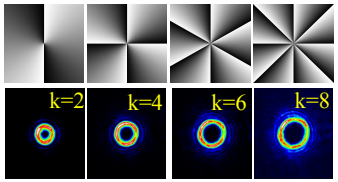


Fig. 1 : hologrammes en hélice et les modes LG0,k qu'ils produisent par diffraction.

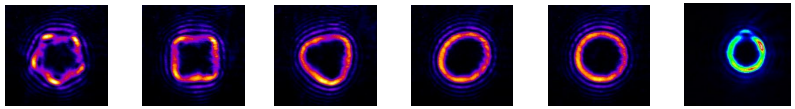
3. Guidage d'atomes froids

Nous avons envoyé de tels faisceaux verticalement sur notre piège magnéto optique de ^{87}Rb et observé la chute du nuage guidé dans la partie centrale sombre, avec un laser décalé vers le bleu, créant donc un potentiel dipolaire répulsif.

Nous avons étudié le guidage en fonction de divers paramètres (décalage du laser, ordre (k) du mode LG, diamètre de l'anneau) et établi un modèle de capture du nuage dans le guide qui reproduit assez bien les mesures.

4. Développements

Nous étudions actuellement des variantes de ces hologrammes hélicoïdaux produisant des modes LG déformés (par exemple polygonaux), ainsi que leur propagation.



5. Conclusion

Nous avons étudié quantitativement le guidage vertical d'un nuage de rubidium froid dans un mode laser creux obtenu grâce à un modulateur spatial de phase, et nous avons modélisé ce phénomène de manière à retrouver l'efficacité de guidage de manière satisfaisante[1].

[1] M. Mestre, F, Diry, B. Viaris de Lesegno, and L. Pruvost, “Cold atom guidance by a holographically-generated Laguerre-Gaussian laser mode”, submited.

Réalisation de molécules photoniques dans un gaz froid de Na.

Olivier Morizot[1,2,⋆], **Rafael R. Paiva**[1], **Kilvia M.F. Magalhães**[1] **et Vanderlei S. Bagnato**[1]

1. Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo - SP, Brasil
2. PIIM, Université de Provence-CNRS, Centre de Saint-Jérôme, 13397 Marseille Cedex 20, France
⋆ olmorizot@gmail.com

Résumé : Ce travail, réalisé à l'institut de physique de São Carlos (Brésil), a pour but la première observation de molécules froides dites photoniques. Celles-ci doivent leur nom au fait qu'elles sont créées à l'aide de deux lasers intenses et fortement désaccordés, par couplage des niveaux d'énergie d'une paire d'atomes subissant une collision froide. Le résultat de cette interaction est l'apparition d'un état habillé lié et stable pouvant s'interpréter comme un état moléculaire de distance interatomique ajustable. L'expérience est effectuée dans un piège magnéto-optique de Sodium et la création de ces molécules est sondée grâce à la technique d'ionisation photoassociative [1].
Mots-clés : Molécules froides, Ionisation photoassociative, Etats habillés, Piège magnéto-optique.

1 Introduction

Le contrôle du comportement d'ensembles atomiques interagissant en présence d'un champ lumineux représente un défi extrêmement intéressant pour l'élaboration de systèmes de physique atomique mais aussi pour le contrôle de réactions chimiques ou l'exploration de certains aspects fondamentaux des sciences du vivant. Une partie importante de ces expériences peut être effectuée sur des échantillons d'atomes froids dont la taille et la dynamique sont très bien maîtrisés. Plus précisément, il est très attrayant d'étudier les collisions assistées ou non par la lumière dans des nuages d'atomes froids, afin de mieux comprendre les phénomènes de formation de molécules, voire de contrôler des réactions de chimie froide. L'équipe possède déjà une longue expérience dans l'étude du phénomène d'ionisation photoassociative (PAI) dans un nuage froid de sodium [2] et se propose d'utiliser le montage déjà existant pour réaliser et détecter un nouveau type d'état lié, sorte de molécule diatomique froide de taille ajustable, existant uniquement en présence de champs lumineux intenses. Le présent document réunit une brève description du montage expérimental et un résumé de ce projet de molécule "photonique".

2 Montage

L'expérience est réalisée dans un piège magnéto-optique de sodium alimenté par un ralentisseur Zeeman. Le signal exploité est obtenu par ionisation photoassociative de l'échantillon, et il est donc récolté par un détecteur à ions. Le montage expérimental (Fig. 1) a déjà été présenté dans plusieurs publications [2]. On notera donc

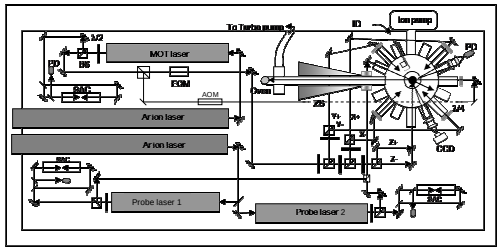


Fig. 1: Schéma du montage expérimental.

simplement par rapport à la version précédente que, puisque le présent projet nécessite deux lasers très désaccordés et accordables, un unique laser produit maintenant à la fois le piège et le ralentissement Zeeman (MOT laser), laissant à notre disposition deux lasers à colorant indépendants (Probe laser 1 et 2) pour habiller les niveaux moléculaires et créer l'état lié par la lumière recherché.

3 Projet et expérience

Depuis des années, l'équipe étudie le phénomène de PAI [1] permettant la formation en 4 étapes d'une molécule ionique à partir de deux atomes dans l'état fondamental soumis à un ou deux champs lumineux. Le processus est schématisé en fig. 2(a) et résumé par le bilan suivant :

$$Na^{(g)} + Na^{(g)} + \hbar\omega_1 \quad \rightarrow \quad Na^{(g)} + Na^{(e)} + \hbar\omega_2 \quad \rightarrow \quad Na_2^{(e)} \quad \rightarrow \quad Na_2^{+} + e^{-} \tag{1}$$

En général, lors de la seconde étape de ce processus, l'atome de la paire atomique qui a absorbé un photon suit l'évolution de l'état excité attractif en C_3/R^3 et les deux atomes sont accélérés l'un vers l'autre. Néanmoins, l'état excité possède aussi une branche répulsive (en pointillés sur la fig. 2(a)) dont l'influence a déjà été démontrée [2].

Nous proposons cependant ici d'utiliser cet état répulsif d'une toute autre manière, schématisée en fig. 2(b). Considérons deux lasers intenses et de fréquences différentes interagissant simultanément avec les atomes. Le premier laser, désaccordé vers le bleu, connecte l'état fondamental "$g+g$" à l'état répulsif "$g+e_{rep}$" à distance $R(1)$. Le second quant à lui désaccordé vers le rouge, connecte l'état fondamental à l'état attractif "$g+e_{att}$" à distance $R(2)$. Ces lasers intenses vont créer un couplage des différents états, et créer un potentiel habillé par le champ présentant de nombreux états liés dans lequel la paire atomique peut rester piégée (fig. 2(c)). Cet état habillé est naturellement peuplé par les faisceaux lasers du piège (ω_{trap}) résonants à distance interatomique $R > R(2)$. La "molécule" ainsi créée est liée uniquement par l'action du champ lumineux et c'est pourquoi nous l'appelons molécule photonique.

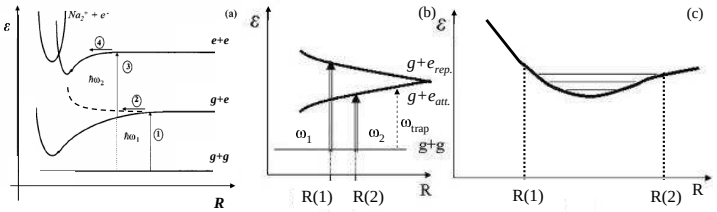


Fig. 2: (a) Schéma représentant les 4 étapes du processus de PAI [1]. (b) Configuration expérimentale envisagée: un laser bleu intense (ω_1) couple à courte distance $R(1)$ le fondamental au niveau excité répulsif et un laser rouge (ω_2) couple à longue distance $R(2)$ le fondamental au niveau attractif. (c) Potentiel lié résultant de l'habillage des niveaux de la paire atomique libre par les 2 champs lumineux intenses résonants en $R(1)$ et $R(2)$.

L'idée de notre projet est d'utiliser la PAI comme outil pour la détection de ces états liés. Une première expérience, consiste à mesurer le nombre d'ions Na_2^+ naturellement créés en fonction de l'intensité des lasers et devrait nous donner une première preuve de leur existence. Nous pensons cependant ensuite sonder directement ces états liés à l'aide d'un laser balayé en fréquence et successivement résonnant entre chaque état lié et le niveau doublement excité ionisant (étape 3 de la PAI). Un modèle théorique a été développé [3], montrant entre autres la faisabilité du projet pour des intensités lasers déjà disponibles, et une séparation entre états liés d'environ 400 MHz pour des lasers fonctionnant à $\omega_1 - \omega_{trap} = +30$ GHz et $\omega_2 - \omega_{trap} = -6$ GHz.

4 Conclusion

L'expérience vient de commencer au moment de l'écriture de ce papier. Elle fonctionne et les tous premiers signaux commencent à apparaître. Nous avons donc bon espoir que de pouvoir présenter de premiers résultats optimisés, mis en forme et analysés lors de la conférence.

5 Remerciements

L'équipe remercie FAPESP, CNPq et CAPES pour leur collaboration financière. L'équipe remercie aussi Yehuda Band pour son aide à l'analyse théorique du projet.

Références

[1] J. Weiner et al., "Experiments and theory in cold and ultracold collisions", Rev. Mod. Physics, **71**, pp. 1-85, (1999).

[2] R.R. Paiva et al., "Photoassociative ionization of cold Na atoms: repulsive levels effects on the ion production rate", Las. Phys. Lett., **6** (2), pp. 163-167 (2009).

[3] Y. Band, "Photoassociation of optical molecules", communication privée (2007).

Luminescence de nanoparticules d'or étudiée par spectroscopie de corrélation de fluorescence à deux photons.

Daniele Nutarelli[1], Matthieu Loumaigne[1*] et Anne Débarre[1]

1. Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Université Paris 1,1 Orsay, 91405 cedex.
**matthieu.loumaigne@lac.u-psud.fr*

Résumé : L'excitation multiphotonique de nanoparticules d'or, enrobées par des ligands citrates, conduit à une émission de luminescence dont les propriétés sont étudiées par spectroscopie de corrélation de fluorescence. Le profil de la fonction de corrélation croisée présente deux temps distincts compatibles avec une diffusion et une rotation browniennes de la particule en suspension dans le solvant. L'observation de la rotation met en évidence une anisotropie des billes pourtant sphériques. Cette émission lumineuse pourrait être exploitée pour utiliser les billes comme des sondes biocompatibles sans fonctionnalisation supplémentaire.
Mots-clés : Nano-particules d'or, sondes biocompatibles, FCS, luminescence.

1. Introduction

La matière à l'échelle nanométrique présente des propriétés intéressantes aussi bien du point de vue de la physique fondamentale que des applications. Les nano particules de métaux nobles or et argent, ont fait ainsi l'objet d'un intérêt accru ces dernières années, en raison de la mise au point de nouveaux procédés de synthèse. Les effets électroniques collectifs qui se manifestent à l'échelle nanométrique confèrent à ces systèmes des propriétés optiques liées à leur taille. Les plasmons de surface jouent un rôle important à la fois dans l'absorption et dans l'émission de lumière par les nanoparticules [1]. Néanmoins, tous les mécanismes de ces transferts d'énergie ne sont pas élucidés. En particulier, les observations sur la luminescence émise par ces particules lorsqu'on les excite avec des lasers en impulsions sont parfois contradictoires.

Outre les propriétés optiques, leurs caractéristiques physico-chimiques font des nanoparticules de métaux nobles des bons candidats pour la réalisation de sondes biocompatibles. Les nanoparticules obtenues par chimie colloïdale sont recouvertes d'une couche de ligands qui prévient l'agrégation en milieu liquide. Beaucoup d'efforts dans la synthèse de nano-sondes fluorescentes sont faits pour utiliser les nanoparticules comme vecteurs de molécules fluorescentes. Celles-ci sont attachées au cœur métallique par l'intermédiaire de chaînes organiques spécifiques dont une des extrémités présente une forte affinité chimique avec le métal. Il en résulte un système très articulé, complexe, qu'il faut caractériser précisément pour l'utiliser comme une nouvelle sonde. Une alternative intéressante, bien que moins spécifique, consiste à exploiter le signal de luminescence intrinsèque des nanoparticules, ce qui évite l'étape délicate du remplacement des ligands et du greffage de molécules fluorescentes.

Nous présentons dans ce travail les premiers résultats de l'étude de la dynamique temporelle de la luminescence de particules sphériques, dispersées en milieu liquide. Les échantillons étudiés sont constitués de billes d'or commerciales (BBInternational) de 10 à 60 nm entourées de ligands citrate. Le système est excité par un processus multiphotonique à l'aide d'un laser IR saphir titane femtoseconde. Les expériences sont réalisées par spectroscopie de corrélation de fluorescence (FCS) à l'échelle de la particule individuelle. Elles couplent les techniques de détection de nano-objet unique à un dispositif de microscopie confocale que nous avons développé.

2. Spectroscopie de corrélation temporelle du signal de luminescence

La spectroscopie de corrélation de fluorescence permet de suivre les fluctuations de l'intensité du signal de luminescence dans une large gamme temporelle allant de la microseconde à plusieurs secondes. Pour des nanoparticules en suspension liquide, ces fluctuations viennent en premier lieu de la traversée du volume d'excitation par la particule elle-même. Lors de la traversée de ce volume d'excitation une dynamique temporelle plus complexe peut apparaître dans l'émission de l'espèce diffusante. Cette dynamique modifie alors le profil bien connu de la diffusion spatiale. La figure 1 montre le profil de corrélation croisée obtenu pour des billes de 20 nm de diamètre, excitées avec des impulsions d'environ 100 fs à 815 nm.

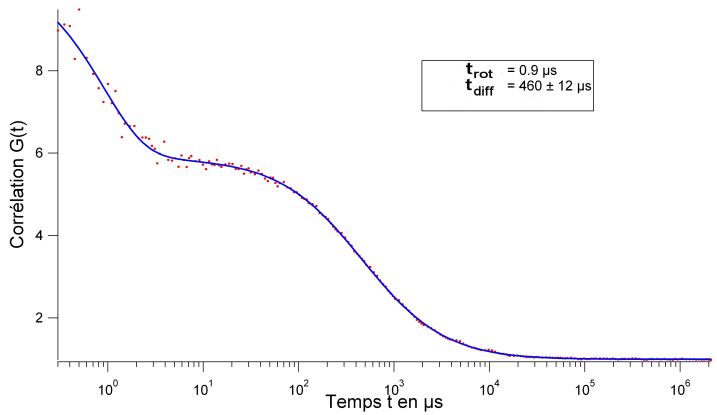


Fig. 1 Courbes de corrélation croisée du signal de luminescence des billes d'or. · : points expérimentaux, — : ajustement par le modèle de diffusion de l'équation 1.

Le profil de corrélation croisée fait apparaître clairement deux temps caractéristiques bien distincts. Le premier est de l'ordre de 500 µs, le second, beaucoup plus court, est de l'ordre de la microseconde. Les données expérimentales ont été interprétées en utilisant la fonction de corrélation suivante :

$$G(t) - 1 = G(0)\left(1 + Qe^{-\frac{t}{trot}}\right)\left(1 + \frac{t}{t_{diff}}\right)^{-1} \qquad (1)$$

dans laquelle le premier facteur correspond au premier terme du processus de rotation brownienne non corrélé au processus de diffusion spatiale écrit dans le cas d'une détection parfaitement confocale du signal. Le paramètre $G(0)$ est inversement proportionnel au nombre de particules moyen dans le volume d'excitation ; Q est un paramètre qui rend compte de l'anisotropie du système et des propriétés de collection du microscope ; t_{rot} et t_{diff} sont respectivement les temps caractéristiques de rotation et de diffusion de la particule. L'ajustement des points expérimentaux par l'équation. 1 fournit une valeur du temps de rotation t_{rot} en très bon accord avec la valeur prédite par la relation de Stokes-Einstein-Debye [2] pour des billes de 20 nm de diamètre. Cet accord conforte l'interprétation de la dynamique temporelle des fluctuations en termes de rotation.

Dans le cas des billes, l'anisotropie n'est liée ni à la forme, ni à des défauts importants de cristallinité [3]. Nous avons en particulier vérifié que le signal de corrélation de la diffusion Rayleigh de particules de même type ne présente pas d'effet de rotation visible. Les deux origines pressenties pour cette anisotropie sont la distribution des ligands autour des particules et les caractéristiques spécifiques du rayonnement de luminescence. Des études complémentaires sont en cours pour explorer le rôle des ligands, en particulier vis-à-vis d'un possible transfert électronique après l'excitation. Des expériences de polarisation et d'analyse spectrale de la luminescence sont en cours pour progresser dans la compréhension du caractère multipolaire de l'émission.

6. Conclusion

La possibilité d'employer les nanoparticules d'or en tant que sondes biocompatibles sans groupement fluorescent supplémentaire est très attractive. Il est en revanche nécessaire de bien connaître les propriétés de la luminescence intrinsèque des nanoparticules. Ses caractéristiques temporelles suggèrent que les ligands ont un effet important sur le type de rayonnement observé. La poursuite des études dans le domaine spectral et en polarisation apportera des réponses sur la nature intrinsèque de ce rayonnement ainsi que sur les mécanismes qui en sont responsables.

7. Remerciements

Ce travail fait partie du projet MOLIMEN, financé par le consortium européen NanoSci-ERA (ANR-06-NSCI-0002). Nous remercions le C'nano IdF et RTRA Triangle de la Physique pour leurs soutiens financiers.

Références

[1] M. K. Hossain, T. Shimada, M. Kitajima, K. Imura, H. Okamoto Journal of Microscopy **229,** 327-330 (2008).
[2] D. Lavalette, C. Tétreau, M. Tourbez and Y. Blouquit, *Biophysical Journal* **76**, 2744-2751 (1999).
[3] BBInterantional product data base.

Résonances sub-Doppler supplémentaires autour des transitions d'absorption saturée de Cs à 388 nm : des dimères photo-associés en vapeur thermique ?

Thierry Passerat de Silans, Isabelle Maurin, Athanasios Laliotis, Daniel Bloch*
Laboratoire de Physique des Lasers, UMR 7538 du CNRS et de l Université Paris 13, 93430-Villetaneuse,
** daniel.bloch@univ-paris13.fr*

Résumé : *Des résonances supplémentaires sub-Doppler apparaissent autour des transitions atomiques d'absorption saturée à 388 nm du césium (raie de troisième résonance) lorsque les faisceaux utilisés, pompe comme sonde, sont relativement intenses. L'analyse systématique de ces résonances fait penser à une origine spectroscopique, que nous attribuons à la formation de dimères par un processus de photo-association, bien que la vapeur, de faible densité, soit thermique, avec des atomes ayant de fortes vitesses relatives.*
Mots-clés : dimère, photo-association, absorption saturée

1. Observation de résonances supplémentaires dans le spectre d'absorption saturée

Dans le cadre d'une expérience spécifique [1] d'interaction atome-surface devant utiliser la troisième raie de résonance du césium ($6S_{1/2}$-$8P_{3/2}$ à 388 nm, et $6S_{1/2}$-$8P_{1/2}$ à 389 nm), nous avons été amenés à mettre en place une expérience de référence de fréquence, par absorption saturée. Pour ces transitions relativement faibles (force d'oscillateur f ~ 10^{-3}), il est nécessaire de chauffer la cellule, pour que la densité permette d'atteindre une absorption notable (longueur de cellule : 1-5 cm), et de focaliser les faisceaux pour obtenir une saturation effective. Notre expérience montre que pour des faisceaux relativement intenses (typiquement ≥ 10 mW/mm²), tant pour la pompe que pour la sonde, il apparaît sur le spectre, outre les composantes hyperfines attendues (séparation de 22, 30 et 38 MHz pour Cs($8P_{3/2}$) [2]), des résonances supplémentaires étroites à l'intérieur de la largeur Doppler (fig.1). Ces résonances, correspondant en général à un accroissement d'absorption, ont une largeur certes supérieure à celle des composantes hyperfines individuelles, mais qui s'avère inférieure à la structure hyperfine elle-même. Une température typique de 70 à 100 °C est suffisante pour observer ces résonances, qui peuvent même être observées pour une température aussi faible que 45 °C (soit une densité de Cs de ~ 5.10^{11}at/cm^3).

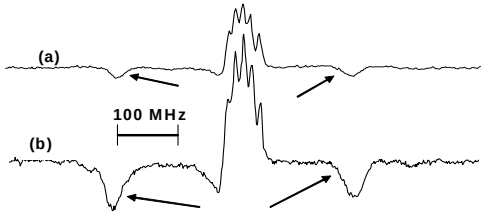


Fig. 1 : Spectre d'absorption saturée en géométrie countre-propageante :les faisceaux pompe et sonde proviennent du même laser, accordé autour de la raie atomique $6S_{1/2}$(F=3)-$8P_{3/2}$ (F'=2,3,4) de Cs. Intensité pompe ~ 50 mW/cm², Intensité sonde:(a) 25 mW/cm²; (b) 50 mW/cm². Les flèches indiquent les résonances supplémentaires. T~ 80 °C

Outre ces expériences standards d'absorption saturée, pratiquée avec un seul laser et un montage à faisceaux contre-propageants, nous avons pu réaliser diverses expériences complémentaires du même type, en disposant pour cette gamme de longueur d'onde d'une seconde source indépendante. Ceci a permis tant des expériences d'absorption saturée en régime co-propageant, que des expériences où les faisceaux pompe et sonde sont en résonance sur des transitions indépendantes, c'est –à- dire des expériences de spectroscopie de saturation à 3 niveaux non dégénérés (à l'échelle de la largeur Doppler), avec soit un couplage du type $6S_{1/2}$(F=3)-$8P_{3/2}$ et $6S_{1/2}$(F=4) -$8P_{3/2}$, soit un couplage du type $6S_{1/2}$-$8P_{3/2}$ et $6S_{1/2}$-$8P_{1/2}$ (388 et 389 nm respectivement). Dans tous les cas, la position relative des ces résonances supplémentaires – observées sur le faisceau sonde- reste constante par rapport à la fréquence du faisceau pompe lorsque l'on varie les conditions expérimentales, notamment de puissance laser, ou que l'on modifie le coefficient d'absorption (en faisant varier la densité de Cs -par température-, ou plus simplement en désaccordant la fréquence du faisceau pompe).

2. Discussion et interprétation

De façon inhabituelle dans une expérience de spectroscopie, l'amplitude relative de ces raies supplémentaires d''absorption augmente avec l'intensité du faisceau sonde (fig.2). Ceci nous a amené à considérer de possibles effets de propagation non linéaire en milieu dense [3] : de tels effets de propagation sont

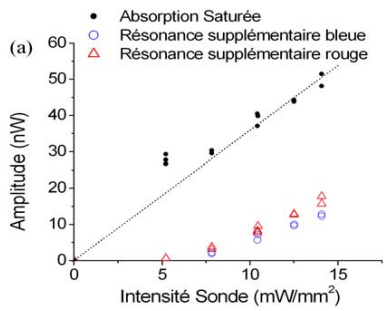


Fig. 2 : Comparaison entre l'amplitude des pics usuels d'absorption saturée, et les résonances supplémentaires (du côté d'un désaccord bleu, ou rouge) en fonction de l'intensité sonde

susceptibles d'induire des comportements résonnants combinant absorption et dispersion, qui peuvent apparaître sub-Doppler par leur non-linéarité. Cependant, ce type d'interprétation est rendu peu vraisemblable par l'insensibilité des positions spectrales de ces résonances supplémentaires, relativement à une variation des conditions expérimentales Cette stabilité parait correspondre à une transition spectroscopique, pour laquelle il est cependant nécessaire que les faisceaux excitateurs soient intenses. Il est donc naturel de penser que ces résonances correspondent à des raies de dimères de Cs, dont on sait qu'il en existe dans cette région UV [4]. La particularité de notre observation est que les raies de dimères ne sont en général observables, à l'équilibre thermique, que pour des températures (ou densités) de vapeur élevées, alors qu'ici, il semble qu'un processus lumineux (donc de photo-association) permette de peupler ces états dimères. Ces états seraient de plus peuplés sélectivement, puisque des expériences de spectroscopie menées vers 780 nm, où existent diverses raies de Cs_2, n'ont pas permis d'observer ces transitions dimères aux basses densités de Cs considérées Cette sélectivité de l'excitation des raies dimères parait en fait compatible avec l'observation que le faisceau sonde lui-même doit être intense, et participerait donc à certaines étapes du processus de formation supposée des dimères. Idéalement, une information spectroscopique complète nécessiterait de sonder avec un troisième laser [5], accordable sur une plage très large, pour repérer toutes les résonances supplémentaires induites par la présence des deux faisceaux UV engendrant les résonances supplémentaires

A la différence des processus devenus bien répertoriés de photo-association dans un nuage d'atomes froids [6], où la vitesse relative des atomes, intrinsèquement faible, favorise une photo-association, il faut remarquer qu'ici, la vitesse relative des atomes est *a priori* de l'ordre de la vitesse thermique en dépit d'une possible sélection de la vitesse axiale.

Références

[1] P. Chaves de Souza Segundo *et al.*,"Selective Reflection Spectroscopy on the UV Third-Resonance Line of Cs: Simultaneous Probing of a van der Waals Atom–Surface Interaction Sensitive to Far IR Couplings and Interatomic Collisions" *Laser Phys.*. **17**, 983 (2007); A. Laliotis *et al.*, "Selective reflection spectroscopy at the interface between a calcium fluoride window and Cs vapour" *Appl. Phys. B* **90**, 415 (2008)

[2] E. Arimondo, M. Inguscio , P. Violino, "Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms" *Rev. Mod. Phys.* **49**, 31-75 (1977)

[3] see *e.g.* G. Giusfredi *et al*. "Optical instabilities in sodium vapor" *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 1181-1192 (1988),; G. Grynberg *et al.*, "Observation of instabilities due to mirrorless four-xave mixing oscillation in sodium", *Opt. Commun.*, **67**, 363-366 (1988)

[4] F.W. Loomis and P. Kusch, "The Band Spectrum of Caesium" *Phys Rev*. **46**, 292-301 (1934)

[5] AM. Lyyra, H. wang, T.-J. Whang, W.C. Stwalley , "cw all-optical triple resonance spectroscopy", *Phys. Rev. Lett.* **66,** 2724 - 2727 (1991)

[6] for a review, see *e.g.* J. Weiner, V.S. Bagnato, S. Zilio, P.S. Julienne, "Experiments and theory in cold and ultracold collisions" *Rev. Mod. Phys.*, **71**,1-85 (1999).

Solitons spectraux incohérents

S. Pitois, B. Barviau, B. Kibler, G. Millot, A. Picozzi
ICB. Institut Carnot de Bourgogne, Univ. de Bourgogne, UMR 5209 CNRS, 9 av. Alain Savary 21078 Dijon

Résumé: Nous montrons théoriquement et expérimentalement que la réponse non instantanée d'une interaction non linéaire peut être responsable de la génération de solitons spectraux incohérents. Contrairement aux solitons conventionnels, les solitons spectraux incohérents n'exhibent pas de confinement dans le domaine spatiotemporel, mais exclusivement dans le domaine fréquentiel. La théorie révèle que la condition de causalité inhérente à la fonction de réponse non linéaire est à l'origine de l'existence des solitons spectraux incohérents. Ces structures incohérentes constituent des états stables et hors-équilibre du champ optique.

1. Introduction

Les solitons sont généralement considérés comme des structures cohérentes et la découverte relativement récente de solitons optiques incohérents a fait l'objet d'un intérêt croissant [1]. Comme pour les solitons cohérents, les solitons incohérents sont caractérisés par un confinement du champ optique dans le domaine spatial et temporel. Nous étudions ici un nouveau type de solitons qui ne sont ni spatiaux ni temporels, i.e. le champ optique incohérent n'exhibe pas de confinement dans le domaine spatiotemporel, cependant les composantes fréquentielles qui constituent le champ incohérent exhibent un comportement de type soliton dans l'espace des fréquences [2].

2. Théorie

Nous considérons la propagation d'une onde optique dans un milieu non linéaire de type Kerr dont le temps de réponse ne peut pas être négligé. Dans de nombreuses situations, l'évolution de l'amplitude du champ électrique peut être modélisée par l'équation de Schrödinger non linéaire

$$i\partial_z\psi = -\beta\,\partial_{tt}\psi + \gamma\psi\int\chi(t')|\psi|^2(z,t-t')\,dt' \qquad (1)$$

où $\chi(t)$ représente la fonction réponse de la non linéarité, laquelle satisfait la condition de causalité $\chi(t) = 0$ pour $t < 0$. Le coefficient β dénote la dispersion chromatique et γ le coefficient non linéaire qui caractérise le milieu.

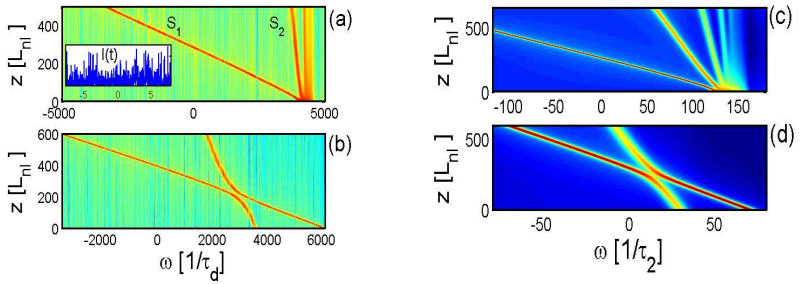


Fig. 1 Simulations numériques de l'Eq.(1) (a-b) et de l'équation cinétique (2) (c-d) : un spectre initial large se scinde en plusieurs solitons (S_1, S_2) et une partie radiative ; ces solitons sont robustes par rapport aux collisions (échelle logarithmique, τ_d = 0.8ps, τ_2 = 32fs, L_{nl} = 24m). La fonction $\chi(t)$ représente ici la réponse Raman de la silice (fibre optique). L'encadré en (a) montre le profil d'intensité du champ optique $I(t) = |\psi(t)|^2$ associé au soliton S_1 à $z = 100\ L_{nl}$: le champ est incohérent et n'exhibe pas de confinement dans le domaine temporel.

La Fig. 1a illustre l'évolution du spectre de l'onde incohérente au cours de la propagation obtenue par intégration numérique de l'Eq.(1). Le spectre se scinde en deux solitons (S_1, S_2), plus une partie radiative qui exhibe une évolution quasi-linéaire. On notera que les solitons se propagent avec une vitesse constante dans l'espace des fréquences et qu'ils sont robustes vis-à-vis des collisions, comme illustré sur la Fig. 1b. Nous soulignons que le champ optique associé à ces solitons est un champ stochastique caractérisé par une statistique stationnaire, c.a.d. présentant des fluctuations à tout instant (encadré de la Fig. 1a). Le comportement solitonique se manifeste donc exclusivement dans le domaine spectral, mais pas dans le domaine temporel. Afin de décrire ces structures incohérentes, nous avons appliqué l'approximation des phases aléatoires à l'Eq.(1), ce qui nous a permis de dériver l'équation cinétique qui gouverne l'évolution du spectre moyen du champ optique n(z,ω)

$$\partial_z n(z,\omega) = (\gamma/\pi)\ n\int\tilde{\chi}_I(\omega-\omega')\,n(z,\omega')\,d\omega' \qquad (2)$$

où $\tilde{\chi}_I(\omega)$ représente la partie imaginaire de la transformée de Fourier de $\chi(t)$. Les simulations numériques de cette équation reproduisent les propriétés essentielles des solitons spectraux identifiées en Fig. 1a-b : le spectre initial se scinde en plusieurs solitons et une partie radiative, et les collisions binaires de ces structures confirment une interaction quasi-élastique des solitons spectraux (Fig. 1c-d). Soulignons que les solutions solitons de l'Eq.(2) avaient été étudiées théoriquement en physique des plasma dans le cadre de la turbulence de Langmuir ou la diffusion de Compton stimulée [3].

3. Expérience

L'expérience a été réalisée en exploitant l'effet de diffusion Raman stimulée dans une fibre optique en silice à maintien de polarisation. L'onde incohérente a été générée à partir de l'émission spontanée d'un amplificateur à colorant pompé par un laser Nd :YAG doublé en fréquence et émettant des impulsions de 5 ns à un taux de répétition de 25 Hz. En utilisant un mélange de DCM et SR640, nous avons réussi à obtenir une pompe incohérente centrée sur 630 nm et présentant une largeur spectrale de 20 THz. La Fig. 2a illustre l'évolution avec la puissance du décalage spectral de l'onde incohérente, en bon accord quantitatif avec les simulations numériques (ligne continue). Ce résultat illustre que la vitesse du soliton n'est pas proportionnelle à la puissance. La Fig. 2b représente l'évolution du décalage spectral pour différentes longueurs de propagation et pour deux puissances différentes, ainsi que l'évolution correspondante obtenue par simulation numérique (Fig. 2c). Après un régime transitoire, le décalage spectral présente une variation monotone qui est approximativement proportionnelle à la longueur de propagation, en accord avec les propriétés du soliton spectral incohérent décrites en Fig. 1.

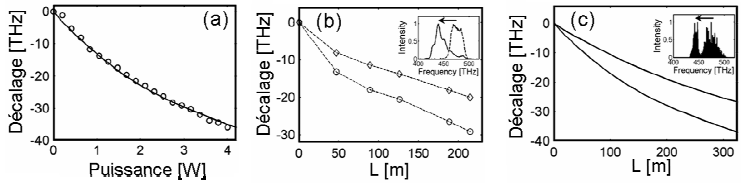


Fig. 2 a) Evolution en puissance du décalage spectral de l'onde incohérente enregistré dans l'expérience (ligne continue : simulations numériques) : la vitesse du soliton n'est pas proportionnelle à la puissance. Evolution du décalage spectral moyen en fonction de la longueur de la fibre : b) expérimental, c) numérique. Les encadrés représentent les évolutions respectives des spectres expérimentaux et numériques : spectre initial et après 300 m de propagation (P = 14 W).

4. Conclusion

La propagation d'une onde optique incohérente dans un milieu non linéaire est caractérisée, en règle générale, par un processus de thermalisation, qui se traduit par une évolution irréversible de l'onde vers un état d'équilibre thermodynamique [4]. Avec ce travail nous montrons que lorsque le temps de réponse de l'interaction non linéaire ne peut pas être négligé, l'effet attendu de thermalisation n'a plus lieu. Le champ optique s'organise alors en solitons spectraux incohérents, *qui peuvent être considérés comme des états stables, hors-équilibre et non-stationnaires du champ*. On notera que ces solitons spectraux ont aussi été observés récemment dans le cadre de la génération de supercontinuum dans une fibre optique micro-structurée [5].

References

[1] Y.S. Kivshar and G.P. Agrawal, *Optical Solitons : From Fibers to Photonic Crystals* (Acad. Press, 2003).
[2] A. Picozzi, S. Pitois et G. Millot, "Spectral incoherent solitons: a localized soliton behavior in the frequency domain" Phys. Rev. Lett. **101**, 093901 (2008).
[3] L. Musher, A.M. Rubenchik and V.E. Zakharov, "Weak Langmuir Turbulence," Phys. Reports **252**, 177 (1995); C. Montes, "Photon soliton and fine structure due to nonlinear Compton scattering," Phys. Rev. A **20**, 1081 (1979); C. Montes, J. Peyraud and M. Hénon, "One dimensional boson soliton collisions," Phys. Fluids **22**, 176 (1979).
[4] Dyachenko et al., "Optical turbulence: weak turbulence, condensates and collapsing filaments in the nonlinear Schrödinger equation," Physica D **57**, 96-160 (1992); A. Picozzi, "Towards a nonequilibrium thermodynamic description of incoherent nonlinear optics," Opt. Express **15**, 9063-9083 (2007).
[5] B. Barviau, B. Kibler, A. Kudlinski, A. Mussot, G. Millot, A. Picozzi "Experimental signature of optical wave thermalization through supercontinuum generation in photonic crystal fiber," Optics Express, **17**,.7392-7406 (2009).

Transition localisation-délocalisation dans un mélange bosons-bosons

Jean-François Schaff[1,⋆], Zehra Akdeniz[2], Fabrice Mortessagne[3], Patrick Sebbah[3]
Guillaume Labeyrie[1], Patrizia Vignolo[1]

1. Institut non Linéaire de Nice, Université de Nice - Sophia Antipolis, CNRS, 1361 route des Lucioles, 06560 Valbonne, France
2. Piri Reis University, 34940 Tuzla-Istanbul, Turkey
3. Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Université de Nice - Sophia Antipolis, CNRS, Parc Valrose, 06108 Nice
⋆ jean-francois.schaff@inln.cnrs.fr

Résumé : Nous proposons une expérience permettant l'étude des propriétés de transport d'un gas de Bosons ultra froids en présence de désordre corrélé à courte distance.
Mots-clés : RDM, localisation, gaz ultra froid.

1 Introduction

In a one-dimensional disordered system, Anderson localization [1] is known to occur at any energy when the disorder is delta correlated. Nevertheless, if one introduces simple correlations, *delocalization* of a significant subset of the eigenstates can appear. This happens in the random-dimer model (RDM) [2], in which the sites of a lattice are assigned energies ε_a or ε_b at random, with the additional constrain that sites of energy ε_a always appear in pairs, or dimers.

We propose a way to realize a RDM experiment with cold atoms, by using a mixture of two bosons in a 1D optical lattice. One of the two species (B_d) has to be classically trapped in the minima of the potential and will introduce disorder, whereas the other (B_f) must be able to tunnel through the potential maxima. A single impurity B_d trapped in a lattice site causes an energy shift of the effective potential seen by the second species B_f with respect to the case without any impurity.

2 The Random-Dimer Model

We use the Bose-Hubbard Hamiltonian for bosons B_f

$$H_I = \sum_{i=1}^{n_s} [E_i |i\rangle\langle i| + t_i(|i\rangle\langle i+1| + |i+1\rangle\langle i|)] \tag{1}$$

where $E_i \in \{\varepsilon_a, \varepsilon_b\}$, and ε_a's appear in dimers as explained in Sec. 1. The hopping term t_i can take three values: $t_{a,a}$ (resp. $t_{b,b}$) between two sites with energy ε_a (resp. ε_b) or $t_{a,b}$ between two sites with different energies.

3 Experimental Realization

To realize such an experiment, one needs to assure that there can be either zero or one impurity B_d in each lattice site, and that they always appear in pairs. The RDM is actually equivalent to its dual, in which impurities do not occur on neighboring lattice sites and thus hopping energies $t_{a,b}$ appear in dimers of the form

$$\cdots \varepsilon_b \overset{t_{a,b}}{\leftrightarrow} \varepsilon_a \overset{t_{a,b}}{\leftrightarrow} \varepsilon_b \cdots$$

This dual-RDM can be realized experimentally by using a first lattice with a step λ and creating a partially filled Mott insulator of species B_d, thus assuring single occupation of some randomly positioned wells. Next neighboring impurities are forbidden by ramping up the power in a second superimposed lattice of step $\lambda/2$ (twice smaller), and slowly switching off the first one (see Fig. 1).

4 Estimation of $\Delta\varepsilon = \varepsilon_a - \varepsilon_b$ and the t's

The two species and the lattice wavelength have to be chosen such that it is possible to have a Mott insulator for bosons B_d while species B_f is still superfluid.

The effective potential properties (for the dual-RDM one needs to know $\Delta\varepsilon = \varepsilon_a - \varepsilon_b$, $t_{a,b}$ and $t_{b,b}$) can be calculated by a 1D reduction of the Hamiltonian as explained in [3].

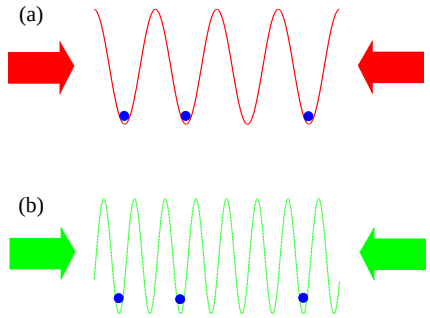


Fig. 1: Generation of the correlated disorder. A Mott insulator is produced in a lattice with step λ (a) before a second lattice of step $\lambda/2$ is switched on, and the first one turned off (b). In the final configuration (b), the impurities follow a dual-RDM distribution.

5 Conclusion

In this work we study the experimental conditions to observe a localization-delocalization transition in a boson-boson mixture, where one component plays the role of correlated impurities.

Remerciements

Ce travail a bénéficié du soutien de la Fédération de Recherches Wolfgang Döblin (CNRS FR 2800) et du projet d'échanges de chercheurs CNRS-TUBITAK (HFFFA96075).

Références

[1] P. W. Anderson. Absence of diffusion in certain random lattices. *Phys. Rev.*, 109(5):1492–1505, Mar 1958.

[2] David H. Dunlap, H-L. Wu, and Philip W. Phillips. Absence of localization in a random-dimer model. *Phys. Rev. Lett.*, 65(1):88–91, Jul 1990.

[3] P Vignolo, Z Akdeniz, and M P Tosi. The transmittivity of a bose–einstein condensate on a lattice: interference from period doubling and the effect of disorder. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 36(22):4535–4546, 2003.

Impulsions limitées par transformée de Fourier dans un oscillateur paramétrique optique contrapropagatif

Gustav Strömqvist[1], Valdas Pasiskevicius[1], Carlota Canalias[1] et Carlos Montes[2,⋆]

1. Department of Applied Physics, Royal Institute of Technology (HTH), Roslagstullsbacken 21, 10691 Stockholm, Sweden
2. LPMC, Université de Nice – Sophia Antipolis, CNRS UMR 6622, Parc Valrose, F-06108 Nice Cedex 2, France
⋆ Carlos.Montes@unice.fr

Résumé : Nous étudions expérimentalement et théoriquement le transfert de modulation de phase dans l'interaction d'une pompe et deux ondes paramétriques dans un oscillateur paramétrique optique contrapropagatif. Nous montrons que le tranfert de cohérence à l'onde idler contrapropagative est gouverné par le mécanisme de verrouillage de phase induit par la convection et produit automatiquement des impulsions cohérentes de l'onde idler infrarouge limitées par transformée de Fourier.

Mots-clés : oscillateur paramétrique optique contrapropagatif, transfert de cohérence, impulsions infrarouges limitées par transformée de Fourier.

1 Introduction

Il a été prédit théoriquement [1] dans les interactions paramétriques contrapropagatives, où les ondes signal et idler se propagent en direction opposée, qu'il s'établit un mécanisme de rétro-action distribuée donnant lieu à une oscillation paramétrique optique en absence de miroirs extérieurs. Un tel dispositif, l'oscillateur paramétrique optique sans miroirs MOPO (pour "mirrorless optical parametric oscillator"), a été réalisé récemment en utilisant la technique de quasi accord de phase dans des cristaux non linéaires, à savoir dans le $KTiOPO_4$ avec une structure polarisée périodiquement de 800 nm [2]. Une propriété remarquable constatée dans le MOPO a été la forte assymétrie des spectres des impulsions signal et idler, où la largeur de bande de l'impulsion signal est du même ordre de grandeur que celle de la pompe, tandis que celle de l'idler contrapropagatif est inférieure de deux ordres de grandeur à celle du signal. Dans ce travail nous présentons des résultats expérimentaux et théoriques des caractéristiques du transfert de phase temporel dans le MOPO. En particulier, nous montrons comment la modulation de phase est tranférée principalement à l'onde signal tandis que l'idler contrapropagatif reste presque insensible à la modulation de phase. Cette propriété permet - par un moyen simple - la génération d'impulsions dans l'infrarouge moyen limitées par transformée de Fourier, indépendamment de la modulation de phase de la pompe. Du point de vue théorique, les simulations numériques montrent que le degré de modulation de phase remanente de l'onde idler dépend du bon accord des vitesses de groupe [3] ou de la dispersion des vitesses de groupe [4] entre les ondes pompe et signal copropagatives.

Dans le dispositif expérimental le cristal PPKTP est pompé par des impulsions picosecondes issues d'un amplificateur régénératif Ti:Saphir qui opère à la longueur d'onde centrale de 814,5 nm avec un spectre à mi-hauteur d'environ 2,3 nm (1,0 THz). Pour cette longueur d'onde de pompe, le signal généré est à 1126 nm et l'idler à 2952,2 nm. En variant la longueur d'onde centrale de la pompe entre 812 et 824 nm, nous avons mesuré les caractéristiques d'accord des ondes signal et idler. On a obtenu un rapport d'accord en fréquence de l'idler de $\partial\omega_i/\partial\omega_p = -0,013$, tandis que celui du signal est de $\partial\omega_s/\partial\omega_p = 1,01$. La modulation de phase doit se transférer de la pompe aux ondes idler et signal à ces taux respectifs. Etant donné que $\partial\omega_s/\partial\omega_p$ est proche de l'unité, nous pouvons déterminer la dynamique temporelle du signal MOPO à partir des mesures spectrales en utilisant un glissement de phase ("chirp") linéaire de la pompe. Dans l'expérience le "chirp" des impulsions de pompe peut être choisi négatif en ajoutant un excès de dispersion anormale dans la phase de compression ou positif en utilisant des impulsions issues directement de la cavité amplificatrice régénérative. Par exemple, dans la Fig.1(a) nous montrons les spectres non appauvris et appauvris de la pompe avec le spectre du signal [Fig.1(b)] pour la pompe de "chirp" négatif. Dans le processus la fréquence du signal se décale des hautes aux basses fréquences, en gagnant une largeur de bande à mi-hauteur égale à 330 GHz pour une largeur temporelle de 25 ps. Le spectre de l'idler généré est montré dans la Fig.1(c) mesuré avec une résolution de 15 GHz. La largeur de bande de 24 GHz, après déconvolution avec la fonction de résolution du spectromètre, donne une largeur de bande de l'idler de 18 GHz, proche de la limite correspondant à la transformée de Fourier d'une impulsion gaussienne de 25 ps. La modulation de phase remanente de l'onde idler dépend du bon accord entre les vitesses de groupe des ondes signal et pompe [5].

Nous étudions aussi théoriquement les caractéristiques du transfert de modulation de phase dans le MOPO en simulant la dynamique par les équations couplées à trois ondes avec différentes impulsions pompe incluant modulation par glissement de phase et des phases aléatoires. La modelisation numérique est en très bon accord avec les expériences et justifie les conclusions. Le *mécanisme de verrouillage des phases induit par la convection* a fait l'objet d'études antérieures [3], [6, 7] pour décrire la génération des signaux cohérentes à partir d'une pompe

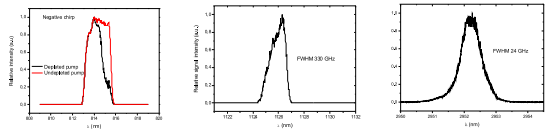


Fig. 1: Expérience: (a) spectre pompe non appauvri (rouge) et appauvri (noir), (b) spectre MOPO signal, et (c) spectre MOPO idler contrapropagatif.

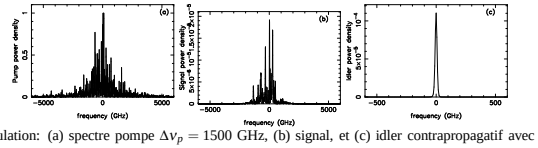


Fig. 2: Simulation: (a) spectre pompe $\Delta\nu_p = 1500$ GHz, (b) signal, et (c) idler contrapropagatif avec $\Delta\nu_i < 2.5$ GHz.

incohérente dans les oscillateurs paramétriques optiques intégrés (IOPO). Malheureusement, l'OPO copropagatif conventionel impose des conditions très contraignantes aux trois ondes résonnantes afin d'obtenir l'accord de vitesse de groupe de la pompe avec une des ondes paramétriques tout en préservant une nette différence de vitesse de groupe (c. à d. une convection suffisante) avec la troisième onde. Cette dernière condition est automatiquement satisfaite dans le MOPO rétropropagatif, les ondes contrapropagatives assurant la convection maximale, et il suffit seulement d'obtenir l'accord de vitesse de groupe de la pompe et de l'autre onde. Cet accord peut se réaliser aussi par la dispersion de la vitesse de groupe [4].

La dynamique des amplitudes lentement variables $\mathrm{A}_j (j = p, s, i)$ des trois ondes couplées dans le MOPO est simulée par le système d'équations

$$(\partial_t + \mathrm{v_p}\,\partial_x + \gamma_p + \mathrm{i}\beta_p\partial_{tt})\,\mathrm{A_p} = -\sigma_p \mathrm{A_s}\mathrm{A_i};\;\; (\partial_t + \mathrm{v_s}\,\partial_x + \gamma_s + \mathrm{i}\beta_s\partial_{tt})\,\mathrm{A_s} = \sigma_s \mathrm{A_p}\mathrm{A_i^*};\;\; (\partial_t - \mathrm{v_i}\,\partial_x + \gamma_i + \mathrm{i}\beta_i\partial_{tt})\,\mathrm{A_i} = \sigma_i \mathrm{A_p}\mathrm{A_s^*}$$

où $\sigma_j = 2\pi \mathrm{d_{eff}} \mathrm{v_j}/\lambda_j \mathrm{n_j}$ sont les coefficients de couplage non linéaires, $\mathrm{d_{eff}}$ la susceptibilité quadratique effective, et γ_j et β_j les coefficients d'amortissement et de dispersion. L'idler A_i est contrapropagatif; la conservation de l'énergie est $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ et celle du moment $k_p - k_s + k_i = K_G = 2\pi m \Lambda_{QPM}$, où K_G est le vecteur d'ondes du réseau périodique de quasi-accord de phase, m étant l'ordre de l'interaction et Λ_{QPM} la période de modulation de la non linéarité. Les impulsions de phase aléatoire sont caractérisées par un temps de corrélation $\tau_c = 1/\pi\Delta\nu_p$ où $\Delta\nu_p$ est la largeur de bande à mi-hauteur du spectre pompe. Le modèle d'ondes planes fournit le seuil du MOPO pour l'interaction contrapropagative [8], c. à d. $I_{pth} = \varepsilon_0 c n_p n_i n_s \lambda_i \lambda_s / 2L^2 d_{eff}^2$. Ainsi, pour le cristal PPKTP de longueur $L = 0.65$ cm de l'expérience nous avons $I_{pth} = 1,12$ GW/cm^2. Nous avons effectué un grand nombre de simulations pour des impulsions pompe incohérentes de largeur temporelle allant de dizaines à des centaines de picosecondes, et de largeurs spectrales à mi-hauteur allant de $\Delta\nu_p = 220$ GHz à $\Delta\nu_p = 15$ THz; nous avons obtenu un excellent transfert de modulation de phase de la pompe au signal, l'onde idler contrapropagative devenant hypercohérente. Nous montrons dans les figures 2(a,b,c) les spectres issus d'une impulsion pompe incohérente de 60 ps de durée, 1,5 THz de largeur de bande et d'une intensité I_p = 1,6 GW/cm^2 dans un MOPO de 1 cm de longueur. Le rapport du temps de corrélation de l'onde idler générée à celui de la pompe, ou cohérence relative, est de deux ordres de grandeur. Ce rapport peut être encore supérieur pour des spectres de pompe encore plus larges. La modulation de phase remanente de l'idler dépend du degré d'accord de vitesse de groupe entre la pompe et l'onde signal copropagative [3] - [7].

Références

[1] S.E. Harris, Appl. Phys. Lett. **9**, pp. 114-116 (1966).
[2] C. Canalias, V. Pasiskevicius, Nature Photon. **1**, pp. 459-462 (2007).
[3] A. Picozzi, C. Montes, M. Haelterman, Phys; Rev. E **66**, pp. 056605-1-14 (2002).
[4] A. Picozzi, P. Aschieri, Phys. Rev. E **72**, pp. 046606-1-11 (2005).
[5] V. Pasiskevicius, C. Canalias, G. Strömqvist, F. Laurell, SPIE Proc. **6875**, pp. 6875081-12 (2008).
[6] C. Montes, A. Picozzi, K. Gallo, Opt. Commun. **237**, pp.437-449 (2004).
[7] C. Montes, W. Grundkötter, H. Suche, W. Sohler, J. Opt. Soc. Am. B **24**, pp.2796-2806 (2007).
[8] Y. I. Ding, J.B. Khurgin, IEEE J. Quantum Electron. **22**, pp. 1574-1562 (1996).

Microsystèmes thermoactifs par microscopie biphotonique dans des élastomères nématiques

Emel Sungur, Hisham El Harrach, Alain Fort, Kokou D. Dorkenoo*
IPCMS-CNRS UMR 7504, 23 rue du Læss, BP 43, F-67034 Strasbourg Cedex 2, France
** kdorkenoo@ipcms.u-strasbg.fr*

Résumé: Nous proposons une application de la microscopie biphotonique basée sur la photo-structuration d'élastomères nématiques. La photopolymérisation induite par absorption à deux photons (ADP) est utilisée pour inscrire des microstructures dans le matériau. Ainsi fonctionnalisé, celui-ci présente une contraction réversible sous l'action de la température, ce qui permet de créer des éléments optiques diffractifs accordables en fonction de la température.

Mots-clés: photopolymérisation, élastomère nématique, microscopie biphotonique.

1. Introduction

Les techniques de microscopie biphotonique sont particulièrement intéressantes pour l'adressage tridimensionnel (3D) du fait de leur caractéristique intrinsèque de localisation spatiale. Dans ce travail, l'absorption à deux photons (ADP) est utilisée pour créer des éléments diffractif dans des élastomères nématiques thermoactifs. Nous tirons profit de la contraction/élongation des élastomères pour obtenir des réseaux à pas variable.

2. Production d'élastomères thermoactifs

Le précurseur du matériau est composé d'un cristal liquide acrylate nématique photopolymérisable, auquel sont ajoutés un agent réticulant et un photoinitiateur absorbant dans l'ultraviolet (UV) [1-2]. Les échantillons sont préparés dans des cellules de quelques microns d'épaisseur, remplies par capillarité. Les surfaces des cellules sont grattées pour assurer un bon alignement des mésogènes. L'échantillon est positionné sur une platine de translation XYZ et la photopolymérisation peut être réalisée simplement en utilisant une source lumineuse UV ou par ADP en focalisant un faisceau laser femtoseconde proche infrarouge. Lorsque la photopolymerisation est réalisée par ADP en déplaçant le point focal de l'objectif à travers l'échantillon, on obtient une augmentation de 65% de la résolution par rapport à une photopolymérisation par UV [2]. La structure inscrite peut être stabilisée par une post-polymérisation sous une faible illumination UV. Le film élastomérique peut alors être extrait de la cuve.

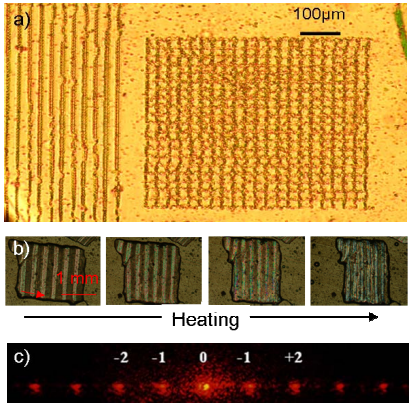


Fig. 1 : (a) Images d'inscriptions dans le cristal liquide nématique, (b) Contraction d'un réseau avec l'augmentation de la température, (c) Figure de diffraction à partir du réseau.

3. Caractéristiques de contraction et de diffraction

Quand le film est chauffé au dessus de la température de transition de phase nématique-isotrope, on obtient une contraction uniaxiale de celui-ci dans direction d'alignement des mésogènes. La contraction relative peut atteindre 50%, dépendant de l'épaisseur des échantillons. Nous avons produit des réseaux diffractifs accordables en fonction de la température (voir Fig.1) et nous observons l'élargissement de la figure de diffraction en fonction de la température proportionnellement à la diminution du pas du réseau.
Les variations de température peuvent être facilement détectées en observant les changements de la figure de diffraction. La rétroaction peut alors être utilisée de façon analogue à celle d'un système piézoélectrique. Une autre perspective consiste à tirer profit de la résolution 3D de l'ADP pour obtenir des objets volumiques déformables de façon contrôlée, propriété particulièrement intéressante dans le domaine de la microfluidique.

Références

[1] D. L. Thomsen, P. Keller, J. Naciri, R. Pink, H. Jeon, D. Shenoy and B. R. Ratna, Macromolecules **34**, 5868-5875 (2001).
[2] E. Sungur, M-H. Li, G. Taupier, A. Boeglin, S. Mery, P. Keller, K. D. Dorkenoo, Optics Express. **15**, 6784 (2007).

Thermalisation partielle d'ondes incohérentes

P. Suret,[1] A. Picozzi,[2] H. R. Jauslin,[2] S. Randoux[1]

[1]*Université de Lille, Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, 59655 Villeneuve d'Ascq*

[2]*ICB. Institut Carnot de Bourgogne, Université de Bourgogne, UMR 5209 CNRS, 9 av. Alain Savary 21078 Dijon*

Résumé: Nous étudions théoriquement et expérimentalement un processus de thermalisation partielle d'ondes incohérentes uni-dimensionnelles et conservatives (Hamiltoniennes). Ce phénomène trouve son origine dans la dégénérescence des conditions de résonances du mélange à quatre ondes. Une approche cinétique de ce problème révèle que, au lieu de relaxer vers l'état d'équilibre thermodynamique attendu (spectre de Rayleigh Jeans), les ondes exhibent une évolution irréversible vers un état d'équilibre local, qui viole la propriété d'équipartition d'énergie. Une nouvelle famille d'états d'équilibre correspondant à un maximum local d'entropie a été identifié, en accord quantitatif avec les simulations numériques.

1. Introduction

La question de la thermalisation d'un système non linéaire Hamiltonien a été largement explorée dans le cadre de la problématique Fermi-Pasta-Ulam et connait un regain d'intérêt récent dans l'étude des condensats de Bose Einstein *unidimensionnels* [1]. La thermalisation d'un système Hamiltonien d'ondes incohérentes se manifeste, en règle générale, par une évolution irréversible de l'onde vers un état d'équilibre `thermodynamique', i.e. le spectre de Rayleigh-Jeans (RJ). Comme décrit par la théorie de turbulence faible [2,3], cet état se caractérise par un *maximum absolu* de l'entropie. Nous étudions théoriquement et expérimentalement la thermalisation d'ondes optiques *unidimensionnelles* se propageant dans une fibre optique. Nous avons identifié un phénomène de thermalisation partielle qui se traduit par une relaxation du système vers une nouvelle famille d'états d'équilibre qui correspondent à un *maximum local* de l'entropie du système et qui *ne vérifient pas une équipartition d'énergie parmi les modes*.

2. Théorie

La propagation de lumière non polarisée dans une fibre optique unimodale est bien décrite, sous certaines conditions, par une équation de Schrödinger non linéaire vectorielle (NLSV)

$$i\partial_z A_1 = -\alpha_1 \partial_{tt} A_1 + \gamma\left(|A_1|^2 + \kappa|A_2|^2\right)A_1, \qquad i\partial_z A_2 = -\alpha_2 \partial_{tt} A_2 + \gamma\left(|A_2|^2 + \kappa|A_1|^2\right)A_2 \tag{1}$$

où (A_1, A_2) se réfèrent aux états de polarisation orthogonaux du champ optique. Les paramètres α_j dénotent les coefficients de dispersion de vitesse de groupe des ondes, γ le coefficient non linéaire qui a pour origine l'effet Kerr optique, et κ le rapport des coefficients de modulation croisée et d'auto-modulation de phase non linéaires.

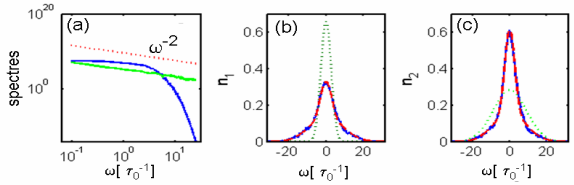


Fig. 1 (a) Spectres obtenus par simulation numérique de l'équation NLSV pour $\alpha_1 = 1$, $\alpha_2 = 1.1$ (vert) ; $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$ (bleu): les ondes ne relaxent par vers un état d'équipartition d'énergie quand $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$ (les pointillés rouge dénotent l'équipartition d'énergie. (b-c) Spectres asymptotiques moyennés de A_1 (b) et A_2 (c) obtenus par simulation numérique de NLSV (bleu), et conditions initiales respectives (pointillés vert). Les spectres en rouge correspondent aux spectres théoriques d'équilibre local donnés par l'Eq.(2) : un accord quantitatif est obtenu sans paramètres ajustables. τ_0 représente le temps caractéristique d'évolution non linéaire des ondes.

Les simulations numériques des Eqs.(1) révèlent en général un processus de thermalisation irréversible vers la distribution de RJ, i.e., un spectre lorentzien dont les queues exhibent une équipartition d'énergie parmi les modes, $n^{eq} \sim \omega^{-2}$ [2,3]. Ce spectre d'équilibre est illustré en Fig. 1a (courbe verte). Cependant, en raison du caractère unidimensionnel des Eqs.(1), il peut arriver que les conditions de résonances du mélange à quatre ondes soient dégénérées. Ceci a lieu lorsque les coefficients de dispersion de vitesse de groupe coïncindent, $\alpha_1 = \alpha_2$ (on notera que dans le contexte des condensats de Bose Einstein, ceci correspond à des masses atomiques identiques d'un condensat binaire). Dans ce cas, les simulations numériques montrent que, suite à des éventuelles récurrences de Fermi-Pasta-Ulam, un processus de thermalization a lieu vers un état d'équilibre local, dont les propriétés sont fondamentalement différentes de celles de la distribution de RJ. En particulier, *l'état d'équilibre local ne satisfait pas l'équipartition d'énergie parmi les modes*, comme illustré en Fig. 1a (courbe bleue).

Afin de comprendre ce nouveau phénomène, nous avons appliqué la théorie de turbulence faible au Eqs.(1). Dans la cas particulier $\alpha_1 = \alpha_2$, la théorie révèle l'existence d'un nouveau invariant *local* dans l'espace des fréquences, $J(\omega) = n_1(\omega,z)+n_2(\omega,z)$, $n_{1,2}(\omega,z)$ étant les spectres des ondes $A_{1,2}$. L'effet de thermalisation se trouve ainsi contraint par la conservation de ce nouveau invariant, ce qui empêche le système de relaxer vers le spectre de RJ d'entropie maximale. Le système relaxe alors vers un état d'équilibre correspondant à un maximum *local* de l'entropie,

$$n_1^{loc}(\omega) = J_\omega/2 - \left[\sqrt{1+\lambda^2 J_\omega^2/4} - 1\right]/\lambda, \qquad n_2^{loc}(\omega) = J_\omega - n_1^{loc}(\omega) \tag{2}$$

Comme illustré en Fig. 1b-c, ces spectres d'équilibre sont en accord quantitatif avec les simulations numériques des Eqs.(1), sans l'utilisation de paramètres ajustables (courbes bleues et rouges en Fig. 1b-c).

3. Expérience

Afin d'étudier ce phénomène expérimentalement nous avons injecté deux ondes incohérentes polarisées circulairement droite et gauche dans une fibre optique (quasi-)isotrope. Il est en effet bien connu que dans ce cas les vitesses de groupe et les coefficients de dispersion des deux ondes peuvent être supposés égaux. Les ondes partiellement incohérentes quasi continues sont issues d'un laser Nd:YAG Q-switch délivrant des impulsions de 30 ns environ à une longueur d'onde de 1064 nm. L'onde polarisée circulaire droite est propagée au préalable dans une fibre d'un mètre afin d'élargir par auto-modulation de phase son spectre optique. La largeur du spectre des deux ondes est 1.5 nm et 0.05 nm respectivement. Après une propagation dans une longueur de 1.6 mètres de fibre isotrope et pour une puissance moyenne de 400 W, nous observons que les spectres des deux ondes tendent à se rapprocher l'un de l'autre, comme illustré en Fig. 2a-b. Une étude numérique détaillée de l'expérience montre que cette évolution des spectres constitue un transitoire du processus de thermalisation partielle. L'étude révèle aussi que l'effet de thermalisation partielle est très robuste et peut aussi avoir lieu en régime d'interaction non linéaire. Cependant l'effet de diffusion Raman stimulée brise le caractère conservatif (Hamiltonien) du système et ne permet pas d'observer l'ensemble du processus de relaxation. Les simulations numériques réalisées sur de plus grandes longueurs d'interaction montrent que, en l'absence de cet effet dissipatif, les deux ondes relaxent bien vers le même spectre. Ceci est illustré en Fig. 2c pour une longueur de propagation 5 fois plus grande que celle accessible dans l'expérience (une moyenne sur 100 réalisations a été effectuée dans les simulations).

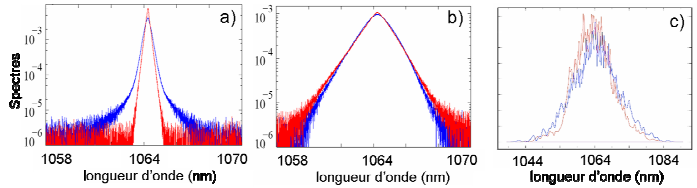


Fig. 2 Spectres expérimentaux en sortie de fibre optique (L = 1.6m) de l'onde gauche (a), droite (b), en présence (bleu) et en absence (rouge) de l'autre onde. (c) Simulation numérique de l'expérience sur une longueur de propagation L = 7.5m en l'absence de l'effet Raman.

4. Conclusion

En conclusion nous avons reporté un processus de thermalisation partielle d'ondes incohérentes qui résulte de l'existence d'un nouveau invariant local, lequel limite la diffusion dans l'espace des phases et donc empêche le système de relaxer vers le maximum absolu de l'entropie du système, i.e. le spectre d'équilibre thermodynamique de Rayleigh Jeans. Le système exhibe alors une évolution irréversible vers un état d'équilibre correspondant à un maximum local d'entropie et qui ne vérifie pas la propriété d'équipartition d'énergie.

Références

[1] E.g., B. Paredes, A. Widera, V. Murg, O. Mandel. S. Folling, I. Cirac, G.V. Shlyapnikov, T.W. Hansch, I. Bloch, "Tonks-Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice," Nature **429**, 277 (2004).

[2] Dyachenko et al., "Optical turbulence: weak turbulence, condensates and collapsing filaments in the nonlinear Schrödinger equation," Physica D **57**, 96-160 (1992); V. Zakharov, V. L'vov and G. Falkovich, *Kolmogorov Spectra of Turbulence I* (Springer, Berlin, 1992).

[3] S. Pitois, S. Lagrange, H. Jauslin, A. Picozzi, "Velocity-locking of incoherent nonlinear wave-packets" Phys. Rev. Lett. **97**, 033902 (2006); A. Picozzi, "Towards a nonequilibrium thermodynamic description of incoherent nonlinear optics," Opt. Express **15**, 9063-9083 (2007); B. Barviau et al., "Experimental signature of optical wave thermalization through supercontinuum generation," Opt. Express **17,** 7392 (2009).

Liste des auteurs

Abraham, E., 66
Agha I., H., 73
Agrawal, G.P., 59
Aguerre, C., 66
Akdeniz, Z., 125
Alibart, A., 87, 96
Alléaume, R., 27, 94
Amy-Klein, A., 54, 86, 95
Aschiéri, P., 67
Avoine, A., 100, 101
Azouigui, S., 63

Bagnato V., S., 121
Ballin, Ph., 70, 91
Barbay, S., 46
Barland, S., 103
Barthou, C., 100, 101
Barviau, B., 104, 124
Baudon, J., 113
Beaudoin, G., 53, 83
Beaufils, Q., 74
Ben Ltaïf, L., 103
Benabdesselam, M., 118
Besbas, J., 81
Beveratos, A., 46, 83
Bigot, J.-Y., 26
Bismut, G., 74
Blanc, W., 72, 105
Bloch, D., 70, 85, 91
Bloch, J., 37
Bocvarski, V., 113
Bodart, Q., 106
Bodiou, L., 45
Boitier, F., 75
Bondu, F., 107
Bordé Ch., J., 54
Boucher, Y.G., 61, 108
Bouwmans, G., 102
Braive, R., 46
Bramati, A., 76
Briant, T., 88, 97
Briaud, S., 54
Brignon, A., 60
Brillet, A., 50, 64
Browaeys, A., 82
Bruno, F., 73
Burks, S., 76
Burov, E., 118
Busch, P., 94
Bussières, F., 102
Butté, R., 81
Buy, Ch., 109
Bénalloul, P., 100, 101
Büchner, M., 110, 116

Cai, Z., 55, 61
Caillet, X., 90
Camy, P., 62
Canalias, C., 126
Candela, Y., 55
Carlin, J.-F., 81
Cermak, P., 53

Cerutti, L., 53
Chaibi, O., 50
Champenois, C., 51, 77
Chardonnet, Ch., 54, 86, 95
Chaves de Souza Segundo, P., 91
Chevrollier, M., 71
Chotia, A., 82
Cladé, P., 112
Cleva, F., 47
Coen, S., 104
Cohadon, P.-F., 88, 97
Comparat, D., 82
Coolen, L., 100, 101
Corbeil, J.-S., 102
Corbett, B., 45
Couderc, V., 48
Coudreau, T., 92
Coulon, J.-P., 50
Courde, C., 64
Courtillot-Ventrillard, I., 65
Courville, A., 45
Cronin, A., 116
Crubellier, A., 74
Crégut, O., 81

Daro, N., 49
Darquié, B., 54, 95
Daussy, C., 54
Daussy, Ch., 95
De Mierry, P., 45
De Sousa Meneses, D., 91
Debuisschert, T., 80, 89
Degert, J., 98, 99, 111
Delande, D., 68
Delaye, Ph., 109, 115
Delville, J.-P., 58
Demolon, P., 45
Desbarats, P., 66
Dherbecourt, J.-B., 75
Diamanti, E., 80, 94
Diry, F., 120
Djerroud, K., 54
Dolfo, G., 110
Dorkenoo K., D., 119, 127
Doualan, J.-L., 62
Doya, V., 67, 72
Dräger, A.D., 45
Dubessy, R., 92
Dubost, B., 92
Duboz, J.-Y., 45
Ducci, S., 90
Ducloy, M., 85, 91, 113
Dulieu, O., 29
Dumeige, Y., 61, 108
Dumergue, M., 111
Durand, E., 60
Dussardier, B., 52, 56, 105
Dutier, G., 113
Débarre, A., 117, 122
Dégert, J., 49

Echegut, P., 91
El Harrach, H., 127
Elvira, D., 83
Emel'chenko, G., 101
Evellin, Ch., 82

Fain, B., 83
Fatome, J., 78, 84

Favero, I., 90
Feliksik, K., 59
Feltin, E., 81
Finot, Ch., 25, 79, 84
Fort, A., 127
Fossier, S., 80, 89
Fouché, O., 111
Frey, R., 94, 115
Freysz, E., 49, 98, 99, 111
Frigerio, J.-M., 100, 101
Féron, P., 61, 108

Gadalla, A., 81
Gallart, M., 81
Gallé, G., 49
Garnache, A., 53
Gaëtan, A., 82
Ghosh, S., 96
Giacobino, E., 76
Gilliot, P., 81
Giner, L., 76
Glorieux, Q., 92
Godard, A., 38, 75
Godbout, N., 102
Gogneau, N., 83
Gorceix, O., 74
Gorza, M.-P., 70, 91
Goutre, F., 48
Grandjean, N., 81
Grangier, Ph., 73, 80, 82
Gruzintev, A., 101
Grémaud, B., 68
Gréverie, C., 50
Guellati-Khélifa, S., 112
Guerin, W., 71
Guibal, S., 92
Guidoni, L., 92
Guyonmmarc'h, D., 51
Guérin, W., 35

Hachair, X., 52
Hagel, G., 51, 77
Hamamda, M., 113
Hangleiter, A., 45
Hare, J., 55
Heidmann, A., 88, 97
Hennequin, D., 114
Hermier, J.-P., 100
Herrmann, H., 87
Hostein, R., 46, 83
Houssin, M., 51, 77
Huy M. C., P., 115
Hönerlage, B., 81

Issautier, A., 87

Jauslin H., R., 128
Jelassi, H., 116
Jiang, H., 86
Josse, V., 24
Julien, L., 39, 112

Kaiser, R., 68, 71
Kasparian, J., 31
Kassi, S., 65
Kibler, B., 84, 104, 124
Klimov, V.V., 85
Knoop, M., 51, 77
Kudlinski, A., 102, 104
Kuhn, A., 88

Kéfélian, F., 86

Labeyrie, G., 68, 125
Labonté, L., 102
Laburthe-Tolra, B., 74
Lacroix, S., 102
Lalanne, Ph., 22
Laliotis, A., 70, 91, 123
Lallier, E., 36
Landragin, A., 106
Largeau, L., 83
Laurain, A., 53
Laurat, J., 76
Le Floch, A., 59
Le Gratiet, L., 83
Lebrun, S., 109, 115
Leduc, M., 102
Lefèvre, V., 55
Legrand, O., 72
Lemarchand, C., 54
Lemaître, A., 46, 90
Leo, G., 90
Lepoutre, S., 116
Liennard, T., 57, 69
Likforman, J.-P., 92
Lin, G., 55
Lintz, M., 64
Lippi, G.L., 52, 103
Lombardi, P., 76
Longchambon, L., 57, 69
Lonij, V., 116
Lopez, O., 54, 86, 95
Lorent, V., 57, 69
Loumaigne, M., 117, 122
Lugani, J., 96
Létard, J.-F., 111

Maaskant, P.P., 45
Mady, F., 118
Magalhães K. M., F., 121
Malossi, N., 106
Man, C.N., 50
Mangot, L., 119
Marciante, M., 77
Maria, J., 52, 56
Martin, A., 87, 96
Martynkien, T., 84
Maréchal, E., 74
Masalov, V., 101
Mauriac, C., 49
Maurin, I., 70, 91, 123
Maître, A., 100, 101
Mercadier, N., 71
Merlet, S., 106
Messin, G., 73
Mestre, M., 120
Miard, A., 46
Michel, C., 72
Millot, G., 78, 104, 124
Miniatura, Ch., 68
Miroshnychenko, Y., 82
Mishina, O., 76
Molinelli, Ch., 88
Moncorgé, R., 62
Montes, C., 126
Morigi, G., 93
Morin, O., 89
Morizot, O., 121

Mortessagne, F., 72, 125
Mortier, M., 61
Mounaix, P., 33, 66
Mouret, G., 94
Myara, M., 53
Méjean, G, 65
Müller, C., 68

Nemoz, M., 45
Nez, F., 112
Nguyen, L., 105
Nutarelli, D., 117, 122

Oberlé, J., 98, 99
Orieux, A., 90
Ortalo, J., 76
Ostrowsky, D.B., 87, 96

Pagnoux, D., 48
Paiva R., R., 121
Palamarciuc, T., 111
Pasiskevicius, V., 126
Pasquiou, B., 74
Passerat de Silans, T., 91, 123
Patriarche, G., 83
Pauliat, G., 109
Pedregosa, J., 77
Pedri, P., 74
Perales, F., 113
Pereira Dos Santos, F., 106
Perrin, H., 57, 69
Peterka, P., 56
Picozzi, A., 67, 104, 124, 128
Picqué, N., 32
Pillet, P., 82
Pitois, S., 78, 124
Popars, G., 59
Pottie, P.-E., 57, 69
Pruvost, L., 120

Quéré, F., 34

Raby, S., 60
Ramdane, A., 63
Randoux, S., 128
Removille, S., 92
Reynaud, F., 30
Rios Leite, J.R., 85
Rist, S., 93
Robert de SaintVincent, M., 58
Robert-Philip, I., 46, 83
Romanini, D., 53, 65
Roosen, G., 109, 115
Rosencher, E., 75
Roudon, S., 103
Régnier, E., 118
Résidori, S., 23

Sagnes, I., 46, 53, 83, 90
Saltiel, S., 91
Santarelli, G., 86
Schaff, J.-F., 125
Schenk, H.P.D., 45
Scherman, M., 76
Schwob, C., 100, 101
Sebbah, P., 21, 125
Shelkovnikov, A., 95
Sinha, K., 96
Slater, J., 102
Smirr, J.-L., 94

Sohler, W., 87
Soulard, R., 60
Spinicelli, P., 100
Stoeffler, C., 95
Strömqvist, G., 126
Sungur, E., 127
Suret, P., 128
Szpulak, M., 84

Tahéraly, M., 105
Tanzilli, S., 28, 87, 96
Tascu, S., 72
Tavernarakis, A., 97
Thyagarajan, K., 96
Tillement, O., 55
Tittel, W., 102
Tondusson, M., 99
Triki, M., 53
Trzesien, S., 72, 105, 118
Trébaol, S., 61
Trénec, G., 110, 116
Tualle-Brouri, R., 80

Udé, M., 72, 105
Urbanczyk, W., 84

Vajpeji, A., 45
Vakili, F., 40
Vennéguez, P., 45
Verkerk, Ph., 114
Verlot, P., 97
Vernac, L., 74
Viaris de Lesqegno, B., 120
Vidal, S., 98, 99
Vignolo, P., 93, 125
Vigué, J., 110, 116
Vion, C., 100, 101
Virally, S., 102
Viteau, M., 82

Wabnitz, S., 84
Wellens, T., 68
Wilk, T., 82
Wilkowski, D, 68
Wojcik, J., 84
Wolters, J., 82
Wu, L., 79
Wunenburger, R., 58

Xiao, L., 61
Xu, B., 62

Younus, A., 66

Zaquine, I., 94
Zou, Q., 63
Zumsteg, C., 51

Éditions de la Société Française d'Optique et de l'association *Physique à Nice*
Imprimé en septembre 2009 par le service de reprographie de l'Université de Nice – Sophia Antipolis

COLOq'11

Nice 2009

Est organisé par la

En partenariat avec

Partenaire Presse :

la revue de la SFO

http://www.sfoptique.org/