

Programme et publications Horizons

Date: Mardi, 03.07.2018	
11:00 - 12:30	O1-E: Session Orale Horizons #1
Amphi Le Chatelier	
Date: Mercredi, 04.07.2018	
8:30 - 10:30	O3-E: Session Orale Horizons #2
Amphi Le Chatelier	
17:30 - 19:00	PO-01 C: Session posters Horizons #1
Salle A16	
Date: Jeudi, 05.07.2018	
8:30 - 10:30	O5-E: Session Orale Horizons #3
Amphi Le Chatelier	
11:00 - 12:30	O6-E: Session Orale Horizons #4
Amphi Le Chatelier	
16:45 - 18:45	PO-02 C: Session posters Horizons #2
Salle A16	
Date: Vendredi, 06.07.2018	
11:00 - 12:30	O8-E: Session Orale Horizons #5
Amphi Le Chatelier	

Présentations

O1-E: Session Orale Horizons #1

Heure: Mardi, 03.07.2018: 11:00 - 12:30 · Salle: Amphi Le Chatelier 11:00 - 12:00

Tutoriel

PHYSIQUE ATTOSECONDE AVEC DES FAISCEAUX XUV PORTANT UN MOMENT ANGULAIRE ORBITAL

T. Ruchon¹, D. Bresteau¹, C. Spezzani^{1,2}, C. Chappuis¹, R. Géneaux¹, B. Carré¹, O. Tcherbakoff¹, J.-F. Hergott¹, P. D'oliveira¹, M. Delhinger³, F. Delmotte³, D. Dennetiere⁴, S. De Rossi³, J. Lenfant¹, F. Pollack⁴ ¹LIDYL, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France; ²Elettra-Sincrotrone Trieste, Area Science Park, 34149 Trieste, Italy; ³Univ Paris Saclay, CNRS, Inst Opt, Lab Charles Fabry,Grad Sch, F-91127 Palaiseau, France; ⁴Synchrotron SOLEIL, BP 48, F-91192 Gif Sur Yvette, France; <u>thierry.ruchon@cea.fr</u>

Nous présenterons tout d'abord les performances d'une nouvelle plateforme ouverte, Attolab, destinée à la physique attoseconde en phase condensée et diluée. La deuxième partie de cet exposé sera consacrée à la physique hautement non linéaire de la génération d'harmoniques d'ordre élevé avec des faisceaux portant un moment angulaire orbital.

12:00 - 12:30

Invitée

Impulsions ultra-brèves infrarouges pour des solutions 3D dans les microtechnologies silicium

M. Chanal, M. Chambonneau, A. Mouskeftaras, R. Clady, O. Utéza, D. Grojo

Aix-Marseille University, CNRS, LP3 UMR 7341, 13009 Marseille, France; david.grojo@univ-amu.fr

Une solution inspirée de la microscopie en immersion solide permet de dépasser le seuil de modification dans le volume du silicium avec des lasers femtosecondes. Cette nouvelle capacité pourrait changer la façon dont les dispositifs de photonique sur silicium sont fabriqués.

O3-E: Session Orale Horizons #2

Heure: Mercredi, 04.07.2018: 8:30 - 10:30 · Salle: Amphi Le Chatelier

8:30 - 9:30 Tutoriel

La Microscopie Multiphoton pour l'Imagerie des Tissus Biologiques

M.-C. Schanne-Klein

Laboratoire d'Optique et Biosciences - CNRS - Ecole polytechnique - Inserm, France; <u>marie-claire.schanne-klein@polytechnique.edu</u>

La microscopie multiphoton est désormais la technique de référence pour l'imagerie 3D des tissus biologiques. Cette technique doit son succès à sa résolution 3D intrinsèque, très robuste en milieu diffusant, et à la variété des signaux optiques nonlinéaires qu'elle peut combiner pour visualiser les différentes composantes d'un tissu.

9:30 - 10:00

Invitée

IMAGERIE CONFOCALE DE FLUORESCENCE A HAUTE CADENCE CHEZ LA SOURIS EN COMPORTEMENT LIBRE

C. Dussaux¹, V. Szabo², Y. Chastagnier², J. Fodor¹, J.-F. Léger¹, L. Bourdieu¹, J. Perroy², <u>C. Ventalon¹</u> ¹Institut de biologie de l'Ecole normale supérieure (IBENS), Ecole Normale Supérieure, CNRS, INSERM, Université de Recherche PSL, 46 rue d'Ulm, Paris, 75005, France; ²Institut de Génomique Fonctionnelle, CNRS, INSERM, Université de Montpellier, 141 rue de la Cardonille, Montpellier, 34094, France; <u>cathie.ventalon@ens.fr</u>

Nous avons développé un nouveau fibroscope permettant l'imagerie confocale à balayage ligne-à-ligne et à balayage multipoint au moyen d'une matrice de micro-miroirs. Le dispositif permet l'imagerie de fluorescence du flux sanguin et de l'activité neuronale à des cadences supérieures à 100 Hz chez la souris en comportement libre.

10:00 - 10:30 Invitée

Invitee

Imagerie super-résolue sub-diffractive par figures de moirée

M. Pascucci¹, J. Gateau², O. Katz³, S. Ganesan¹, H. Rigneault⁴, G. Tessier¹, V. Emiliani¹, M. Guillon¹

¹Université Paris Descartes, France; ²Université Pierre et Marie Curie, France; ³Hebrew University of Jerusalem, Israël; ⁴Université Aix-Marseille, France; <u>marc.guillon@parisdescartes.fr</u>

Les figures lumineuses aléatoires apparaissant dans les milieux diffusant contiennent une forte densité de vortex optiques tels que ceux usilisés en microscopie à super-resolution STED. Ici, nous démontrons la possibilité d'obtenir des images superresolues en trois dimensions par l'exploitation de figures de moirées.

PO-01 C: Session posters Horizons #1

Heure: Mercredi, 04.07.2018: 17:30 - 19:00 · Salle: Salle A16

IMAGERIE PHOTOACOUSTIQUE SUPER-RESOLUE PAR LES FLUCTUATIONS D'ABSORPTION D'UN FLUX DE PARTICULES

<u>B. Arnal¹</u>, T. Chaigne², S. Vilov¹, O. Katz³, E. Bossy¹

¹LiPhy, UGA, CNRS, France; ²Charité Berlin, Humboldt University; ³Hebrew University of Jerusalem; <u>bastien.arnal@univ-grenoble-alpes.fr</u>

La limite de résolution en imagerie photoacoustique est ici repoussée en exploitant les fluctuations d'absorption dues à la circulation de particules absorbantes dans un circuit microfluidique. Les fluctuations sont analysées grâce à la notion de cumulant d'ordre n, méthode empruntée à une technique de microscopie de fluctuations.

Localization-based super-resolution photoacoustic imaging

S. Vilov, B. Arnal, E. Bossy

Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Laboratoire Interdisciplinaire de Physique (Liphy), 38000 Grenoble, France; <u>sergey.vilov@univ-grenoble-alpes.fr</u>

We demonstrate that localization-based super-resolution techniques initially introduced in optics can be adapted to achieve super-resolution in photoacoustic imaging. We envision the possibility of super-localization photoacoustic in-vivo imaging based on medical contrast agents.

Microscopie tomographique diffractive simplifiée pour l'observation de specimen a géometrie axisymetrique

L. Foucault¹, N. Verrier¹, M. Debailleul¹, B. Simon², <u>O. Haeberlé¹</u>

¹Institut de Recherche en Informatique Modélisation Automatique et Systèmes (EA7499 IRIMAS), Haute Alsace University, 61 rue Albert Camus, 68093 Mulhouse Cedex, France; ²Laboratoire Photonique Numérique et Nanoscience (LP2N), CNRS UMR5298, Bordeaux University, Institut d'Optique Graduate School, Talence 33405, France; <u>olivier.haeberle@uha.fr</u>

Nous avons étudié une approche de microscopie tomographique diffractive simplifiée, adaptée aux échantillons axisymétriques, qui permet de meilleures reconstructions qu'en microscopie holographique classique, tout en simplifiant les acquisitions par rapport à la microscopie tomographique diffractive par balayage de l'illumination

Reconstruction Aveugle De Phase En Microscopie

R. de Guiran¹, <u>F. Perraut</u>¹, J.-P. Fayol²

¹Leida Technologies, France; ²Laboratoire de Contrôle des Pollens, France; <u>francois.perraut@leida.fr</u>

Il est possible d'obtenir une image de phase quantitative en microscopie par traitement numérique d'une image de contraste de phase différentiel mais les procédures connues imposent une connaissance précise de nombreux paramètres expérimentaux. Dans cette communication, nous montrons qu'il est possible de reconstruire l'image de phase en aveugle.

Mise Au Point Par Coïncidence d'Images En Microscopie

F. Perraut

Leida Technologies, France; francois.perraut@leida.fr

Pour réaliser la mise au point d'une image avec un microscope, nous avons développé une méthode d'illumination à deux ondes qui permet de dédoubler l'image d'un objet en présence d'un défocus. La distance entre les deux images permet de mesurer la valeur de la correction et le focus est correct lorsque les images sont superposées.

Microscope A Contraste de Phase Anomal

F. Perraut¹, R. de Guiran¹, D. Bernard²

¹Leida Technologies, France; ²COFEMO, France; <u>francois.perraut@leida.fr</u>

Nous présentons une nouvelle méthode de microscopie à contraste de phase baptisée Contraste de Phase Anomal (CPA). Possible avec des objectifs standard, cette méthode simplifie l'usage du contraste de phase et permet son utilisation conjointement à des techniques comme la micro-spectrométrie Raman, l'épifluorescence, l'illumination structurée.

Excitations topologiques et murs de domaine dans un superfluide de polaritons bistable

A. Maître, G. Lerario, S. Pigeon, Q. Glorieux, E. Giacobino, A. Bramati

Laboratoire Kastler Brossel, France; <u>anne.maitre@lkb.upmc.fr</u>

Les polaritons excitoniques sont des quasi-particules créées par un couplage fort entre photons et excitons. Nous démontrons expérimentalement la nucléation hydrodynamique et la propagation sur de longues distances de vortex et de solitons, facilement contrôlés avec un superfluide de polaritons bistable.

Filtrage Spectral Pour l'Imagerie Acousto-Optique En Milieu Diffusant

<u>A. Louchet-Chauvet</u>¹, C. Venet^{1,2}, M. Bocoum², T. Chanelière¹, F. Ramaz²

¹Laboratoire Aimé Cotton, France; ²Institut Langevin, France; <u>anne.chauvet@u-psud.fr</u>

Nous présentons une méthode de détection pour l'imagerie acousto-optique compatible avec des mesures in-vivo, basée sur le creusement d'un trou spectral persistant dans un cristal dopé terre rare. Une démonstration expérimentale est réalisée sur un gel diffusant calibré.

Modes Quasi-Normaux d'un Réflecteur de Bragg non dissipatif : une formulation universelle en termes de couplage de modes

Y. Boucher¹, L. Al Sheikh²

¹Institut Foton (CNRS UMR 6082), France; ²Institut de Mathématiques de Bourgogne (UMR CNRS 5584), France; boucher@enib.fr

Les Modes Quasi-Normaux d'un Réflecteur de Bragg (DBR) non dissipatif sont décrits en termes de couplage de modes : constante de couplage et désaccord de phase normalisés. La fréquence complexe est ici remplacée par le désaccord de phase complexe, opérant ainsi la jonction avec les conditions d'oscillation d'un laser à rétroaction distribuée (DFB).

PT-Symétrie dans un système de guides d'onde périodiques couplés

Y. Boucher, P. Féron

Institut Foton (CNRS UMR 6082), France; boucher@enib.fr

Le puissant formalisme du couplage de modes permet de décrire un système constitué de deux guides d'ondes périodiques couplés en configuration PT-symétrique. Les paramètres de répartition sont obtenus sous forme analytique, le système à quatre ondes se découplant naturellement en deux sous-systèmes à deux ondes.

Concentrateurs luminescents pour l'amplification de la brillance des diodes électroluminescentes

<u>S. Forget</u>, T. Gallinelli, S. Chenais

LPL, université paris 13, France; sebastien.forget@univ-paris13.fr

Nous proposons l'étude expérimentale et la modélisation de concentrateurs luminescents permettant d'augmenter la brillance des diodes électroluminescentes. Nous démontrons un gain à la fois en densité de puissance et en angle d'émission

Fabrication collective de micro-filtres optiques accordables à cristaux liquides grâce à un réseau nanostructuré

B. Sadani¹, B. Boisnard¹, X. Lafosse², T. Camps¹, J.-B. Doucet¹, E. Daran¹, C. Paranthoen³, C. Levallois³, L. Dupont⁴, S. Bouchoule², <u>V. Bardinal¹</u>

¹LAAS, France; ²C2N; ³FOTON; ⁴IMT; <u>bardinal@laas.fr</u>

Nous présentons une nouvelle technologie pour la fabrication collective de micro-filtres optiques à cristaux liquides fonctionnant à 1.55µm, accordables sur plus de 100nm et compatibles avec une insertion dans une cavité laser de type VCSEL.

Oscillateur optoelectronique couplé pour la génération d'ondes millimétriques à haute pureté spectrale

<u>A. Ly</u>¹, R. Khayatzadeh², V. Auroux³, N. Gutierrez¹, A. Fernandez¹, O. Llopis¹

¹LAAS CNRS, France; ²Huawei France; ³Assystem Touloouse; <u>aly@laas.fr</u>

Un oscillateur optoélectronique couplé à 30 GHz fait l'objet d'une étude expérimentale et théorique. Le bruit de phase du signal à 30 GHz est particulièrement optimisé. La capacité du système à délivrer des signaux à plus haute fréquence en exploitant la non-linéarité du peigne optique est présenté, avec un exemple de génération de signal à 90 GHz.

MICROSCOPIE POLARIMETRIQUE LINEAIRE ET NON LINEAIRE

M. Dubreuil, S. Rivet, Y. Le Grand

Université de Bretagne Occidentale, France; matthieu.dubreuil@univ-brest.fr

Nous présentons deux concepts récents, basés sur le codage spectral de la polarisation développé dans notre laboratoire, permettant de réaliser de l'imagerie polarimétrique linéaire (polarimétrie de Mueller) et non linéaire (génération de second harmonique) en temps réel sur un microscope optique à balayage.

Étude du temps de propagation de la lumière dans les mileux diffusants

M. Durand, R. Carminati, S. Popoff, A. Goetschy

ESPCI Paris, France; <u>mathieu.durand@espci.fr</u>

Nous présentons une étude statistique du temps de propagation de la lumière dans les milieux diffusants basée sur la caractérisation de l'opérateur Wigner-Smith. Ce dernier permet de définir des familles de temps de propagation. La distribution des temps propres est obtenue à partir de simulations numériques et comparée à des résultats analytiques

SYSTEME D'IMAGERIE PHASE-FLUORESCENCE GRAND CHAMP

<u>I. de Kernier</u>^{1,2}, N. Rongeat³, A. Ali-Chérif³, S. Morales¹, S. Monneret², P. Blandin¹ ¹Univ. Grenoble Alpes, CEA, LETI, MINATEC Campus, Technologies for Health and Biology Division, F-38054 Grenoble, France; ²Aix Marseille Univ, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, Marseille, France; ³HORIBA ABX SAS, Montpellier, France; isaure.dekernier@cea.fr

En imagerie, la complémentarité des contrastes de phase et de fluorescence permet de caractériser des objets et phénomènes biologiques. Nous présentons ici un système optique couplant les deux modalités un grand champ de vue. Des objets calibrés et des objets biologiques sont imagés afin de démontrer les performances du montage.

Etude de la stabilité temporelle de la qualité image de détecteurs infrarouge

M. Guénin^{1,2}, S. Derelle¹, I. Ribet-Mohamed¹, M. Caes¹, S. Bernhardt¹, L. Rubaldo³

¹ONERA, France; ²Université Paris-Sud, Orsay, France; ³Sofradir, Palaiseau, France; <u>maxence.guenin@onera.fr</u>

Avec l'augmentation de la température de fonctionnement des détecteurs infrarouge, l'étude de la stabilité temporelle de la qualité image, et notamment l'étude des pixels dits clignotants (ou RTS pour random telegraph signal) est devenue primordiale. Cet article présente notre démarche, appliquée aux détecteurs HgCdTe.

MODELES DE CAVITES LASERS "STABILISEES" GEOMETRIQUEMENT

A. Aissani, S. Leghmizi

USTHB, Algérie; ah.aissani@yahoo.com

Le but est de, montrer que les modèles de cavités lasers, dites « stabilisés », proposés dans la littérature, ne permettent pas d'obtenir une forme de raie symétrique quel que soit les paramètres de contrôle. Nous proposons alors une structure géométrique de cavité pour laquelle la raie est systématiquement symétrique, et utilisable en métrologie.

Diffuse correlation tomography sensitivity to Brownian motion in the transport regime

<u>U. Tricoli^{1,2}, C. MacDonald², T. Durduran³, A. Da Silva², V. Markel²</u>

¹Institut Langevin, France; ²Institut Fresnel, France; ³ICFO, Spain; <u>ugo.tricoli@espci.fr</u>

We apply first order perturbation theory to the scalar radiative transport equation for the temporal field autocorrelation function to study diffuse correlation tomography (DCT) and speckle contrast optical tomography (SCOT) sensitivity to changes in the Brownian motion of the constituent scattering particles.

GENERATEUR ET ANALYSEUR DE POLARISATION RAPIDE

O. Jacquin, E. Lacot, O. Hugon

Université Grenoble Alpes, France; olivier.jacquin@univ-grenoble-alpes.fr

Nous présentons un système optique qui permet de générer ou d'analyser rapidement un état de polarisation quelconque. Des mesures expérimentales valident la possibilité de générer une polarisation rectiligne tournant à plusieurs mégahertz, ainsi que la possibilité de changer d'état de polarisation en quelques centaines de nanosecondes.

O5-E: Session Orale Horizons #3

Heure: Jeudi, 05.07.2018: 8:30 - 10:30 · Salle: Amphi Le Chatelier

8:30 - 9:30

Tutoriel

Des fluides de lumière dans des réseaux de cavités en semiconducteur

J. Bloch

CNRS, France; jacqueline.bloch@c2n.upsaclay.fr

Les microcavités en semi-conducteur sont une plateforme versatile pour l'émulation de différents systèmes physiques et l'exploration des systèmes ouverts en interaction. Après une introduction sur les propriétés générales des microcavités, j'illustrerai par des exemples, les potentialités de ce système photonique non-linéaire.

9:30 - 10:00

Invitée

Les pérovskites hybrides halogénées: un nouveau semiconducteur pour le photovoltaïque et l'émission de lumière

E. Deleporte

ENS Cachan, France; emmanuelle.deleporte@ens-cachan.fr

Nous étudierons les propriétés excitoniques des pérovskites hybrides halogénées. Ces propriétés excitoniques peuvent être ajustées en jouant sur la composition des molécules et la mise en forme des cristaux (couches minces, monocristaux).

10:00 - 10:30

Invitée

NANOCRISTAUX COLLOIDAUX INFRAROUGES

E. Lhuillier

Sorbonne université, CNRS; el@insp.upmc.fr

Après uneintroduction aux nanocristaux colloïdaux et leurs applications, je me focaliserais sur les nanocristaux infrarouges et leur intégration pour la photodétection. Pour finir, je discuterais de l'émergence des transitions intrabande dans les nanocristaux comme nouvelle stratégie pour explorer les longueurs d'onde infrarouge.

O6-E: Session Orale Horizons #4

Heure: Jeudi, 05.07.2018: 11:00 - 12:30 · Salle: Amphi Le Chatelier

11:00 - 12:00

Tutoriel

Surprises dans la diffusion multiple de la lumière

R. Carminati

ESPCI Paris, France; remi.carminati@espci.fr

Après une introduction générale à la problématique de la diffusion multiple de la lumière dans des milieux désordonnés, nous montrerons que dans ce sujet pourtant largement étudié des surprises peuvent émerger, permettant d'envisager de nouvelles approches pour l'imagerie, la détection ou la communication en milieux complexes.

12:00 - 12:30 Invitée

Wavefront shaping - Every photon counts

I. Vellekoop

Biomedical Photonic Imaging group, University of Twente, The Netherlands; i.m.vellekoop@utwente.nl

Fast wavefront shaping is today used in biomedical applications to achieve imaging inside scattering media such as the brain. In our presentation, we show that a remarkably low number of scattered photons has to be collected in order to shape a wavefront that counteracts the effect of the scattering medium.

O8-E: Session Orale Horizons #5

Heure: Vendredi, 06.07.2018: 11:00 - 12:30 · *Salle:* Amphi Le Chatelier 11:00 - 11:45

Tutoriel

Mille milliards de mille planètes !

P. Baudoz

LESIA - Observatoire de Paris, France; Pierre.Baudoz@obspm.fr

Alors que le nombre de planètes extrasolaires augmente rapidement, il est indispensable de mieux comprendre leur physique, les mécanismes de leur formation et de leur évolution. Après un tour d'horizon des connaissances sur ces nouveaux objets, la présentation se focalisera sur les missions spatiales qui permettront de mieux comprendre leur nature.

11:45 - 12:30

Tutoriel

LE SYSTEME INTERNATIONAL D'UNITES : ENFIN UN SYSTEME ENTIEREMENT BASE SUR LES CONSTANTES DE LA PHYSIQUE

<u>T. Quinn</u>

BIPM, France; tjqfrs@gmail.com

Fin 2018, une nouvelle définition du Système international d'unité sera adoptée, et pour la 1ère fois sera basée sur les constantes fondamentales de la physique. Cet exposé décrira pourquoi nous avons besoin d'un système de mesure uniforme, accessible dans le monde entier et stable à long terme et comment nous sommes arrivés à la réforme actuelle.

CONCENTRATEURS LUMINESCENTS POUR L'AMPLIFICATION

DE LA BRILLANCE DES DIODES ELECTROLUMINESCENTES

Thomas Gallinelli¹, Sébastien Chénais¹, Sébastien Forget¹

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

sebastien.forget@univ-paris13.fr

Résumé

Nous proposons l'étude expérimentale et la modélisation de concentrateurs luminescents permettant d'augmenter la brillance des diodes électroluminescentes. Nous démontrons un gain à la fois en densité de puissance et en angle d'émission.

MOTS-CLEFS : *LED*, *Concentrateurs luminescents*

Depuis les années 90 et la découverte des LED bleues de forte brillance par Nakamura *et al* qui permettent entre autre l'obtention de LED blanches intenses, les applications des diodes électroluminescentes se sont nettement diversifiées, notamment avec leur arrivée dans le marché considérable de l'éclairage. La diminution des prix qui en a résulté associée à l'amélioration constante de leurs performances permettent aujourd'hui d'obtenir 1 lm pour moins d'un euro faisant des LED des sources compactes peu chères et puissantes. Elles restent pourtant mal adaptées aux applications requérant de fortes densités de puissance tel que le pompage laser en raison d'une densité de puissance trop faible (\approx W/mm²) et d'une émission Lambertienne rendant impossible l'augmentation de leur brillance à l'aide d'un système optique linéaire (loi de conservation de la luminance). Une solution efficace pour dépasser la limitation fondamentale imposée par la loi de conservation de la luminance réside dans l'utilisation d'un dispositif issu du domaine photovoltaïque : le concentrateur luminescent¹.



Fig. 1 : Principe d'un concentrateur luminescent

Ce dernier consiste en un guide plan dans lequel sont introduits des luminophores permettant d'absorber le rayonnement incident (direct ou diffusé) sur le concentrateur. Cette absorption est suivie de l'émission d'un rayonnement à une longueur d'onde plus élevée dont une partie est guidée par réflexion totale interne jusqu'aux tranches du concentrateur luminescent où sont habituellement disposées des cellules photovoltaïques (ou un milieu amplificateur laser dans notre cas). C'est ici le processus non élastique d'absorption-émission qui permet de sortir du cadre d'application de la loi de conservation de la luminance et donc de concentrer le rayonnement sur les tranches du concentrateur où une densité de puissance supérieure à la densité de puissance incidente peut être obtenue, ce qui reste vrai pour une source d'émission incidente lambertienne telle que les LED. Nous proposons d'étudier la possibilité offerte par les concentrateurs luminescents d'augmenter la brillance de LED.

A partir de modèles analytiques simples que nous détaillerons il est possible d'estimer les performances de concentrateurs basés sur différents matériaux optimum pour une absorption dans le bleu, gamme spectrale des LED les plus performantes disponibles sur le marché. Les monocristaux de YAG dopés Cérium, un matériau qui est connu pour être le premier phosphore à avoir été utilisé pour l'obtention de LED blanches par conversion de fréquence, se sont révélés théoriquement intéressants, ce qui est confirmé expérimentalement par des mesures de facteurs de concentration. Une étude simulée sur LightTools (logiciel de tracé de rayons) a permis d'apprécier l'étendue du potentiel offert par de tels concentrateurs ce qui a conduit à la réalisation du premier laser pompé par LED amplifiées par concentrateur luminescent². Nous présenterons ici une étude approfondie des possibilités offertes par le couple LED-concentrateur luminescent en tant que source d'illumination pour de l'éclairage en champ lointain. Pour cela on se heurte à la problématique connue de l'extraction de rayonnement lumineux depuis un milieu d'indice *n* vers l'air, problématique qui se traduit par l'existence de rayonnement émis piégé dans le concentrateur luminescent. Deux solutions reposant sur la rupture de la symétrie du milieu de propagation ont été étudiées au-travers d'une part du dépolie de la surface de sortie du concentrateur, et d'autre part de l'inclinaison de la surface de sortie. Des gains en brillance de 50 à 120% selon les approches sont démontrés. L'influence de l'angle d'inclinaison de la surface de sortie a été appréhendée à la fois du point de vue de l'extraction de la puissance piégée mais aussi de la possibilité de modification de l'angle solide de sorti du rayonnement ainsi extrait. Nos mesures de profils d'intensité pour différents angles de biseau complétées par les résultats de simulations par tracé de rayons ont ainsi mis en évidence une réduction significative du profil d'émission qui n'est alors plus lambertien, ouvrant ainsi la voie à une possible focalisation par un système d'optique linéaire



Fig. 2 : Profil d'intensité mesuré et simulé pour différents angles d'inclinaison de la face de sortie

Références

¹ B.C. Rowan, L.R. Wilson, and B.S. Richards, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **14**, 1312 (2008).

² A. Barbet, A. Paul, T. Gallinelli, F. Balembois, J.-P. Blanchot, S. Forget, S. Chénais, F. Druon, and P. Georges, Optica **3**, 465 (2016).

Diffuse correlation tomography sensitivity to Brownian motion in the transport regime

Ugo Tricoli^{1,*}, Callum M. Macdonald¹, Turgut Durduran², Anabela Da Silva¹, Vadim A. Markel¹

¹Aix Marseille Univ, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, F-13013 Marseille, France

²ICFO-Institut de Ciències Fotòniques, The Barcelona Institute of Science and Technology, 08860 Castelldefels (Barcelona), Spain. Institució Catalana de Recerca i Estudis Avançats (ICREA), 08015 Barcelona, Spain.

* now at Institut Langevin; ugo.tricoli@espci.fr

Diffuse correlation tomography (DCT) uses the electric field temporal auto-correlation function to measure the meansquare displacement of light-scattering particles in a turbid medium over a given exposure time. The movement of blood particles is here estimated through a Brownian motion-like model in contrast to ordered motion as in blood flow. The sensitivity kernel relating the measurable field correlation function to the mean-square displacement of the particles can be derived by applying a perturbative analysis to the correlation transport equation (CTE). We derive an analytical expression for the CTE sensitivity kernel in terms of the Green's function of the radiative transport equation, which describes propagation of the intensity. We then evaluate the kernel numerically. The simulations demonstrate that, in the transport regime, the sensitivity kernel provides sharper spatial information about the medium as compared to the correlation diffusion approximation. Also, the use of the CTE allows one to explore some additional degrees of freedom in the data such as the collimation direction of sources and detectors. Our results can be used to improve the spatial resolution of DCT, in particular, with applications to blood flow imaging in regions where the Brownian motion is dominant. The method can also



Fig. 1. Left: Geometry used in the simulated experiment for imaging a dynamic absorber (straight capillary). Right: Correlation function sensitivity computed via Monte Carlo simulations. The images are obtained scanning on the surface of the sample containing a tube filled with particles undergoing Brownian motion with $D_B = 0.5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2 \text{s}^{-1}$. The images correspond to the shadow of the dynamically absorbing object (straight capillary) shown in (c). The solution of the CTE is shown in (a,b) for transmission and reflection geometries respectively. The result for the diffusion approximation is shown in (d). The slab thickness is $1\ell^*$, the transport mean-free path.

be applied to speckle contrast optical tomography (SCOT) allowing the treatment of arbitrary shaped regions filled with particles undergoing Brownian motion. Moreover, arbitrary source-detector separations and orientations can be evaluated with a single simulation. This is important when many source-detector positions are used. Shortly, we believe that all these results are useful for DCT and SCOT in order to get fast simulations of arbitrary objects and source-detector positions aiming at higher resolution tomographic imaging.

References

1. U. Tricoli, C. Macdonald, T. Durduran, A. Da Silva and V. Markel, Physical Review E, 97, 022408 (2018).

ETUDE DE LA STABILITE TEMPORELLE DE LA QUALITE IMAGE DE DETECTEURS INFRAROUGE

Maxence Guénin^{1,2}, Sophie Derelle¹, Isabelle Ribet-Mohamed¹, Marcel Caes¹, Sylvie Bernhardt¹, Laurent Rubaldo³

¹ ONERA/DOTA – Chemin de la Hunière, BP 80100, 91123 Palaiseau Cedex, France ² Université Paris-Sud, 15 Rue George Clémenceau, 91400 Orsay, France ³ SOFRADIR, Avenue de la Vauve - CS200, 91127 Palaiseau Cedex, France

maxence.guenin@onera.fr

Résumé

Avec l'augmentation de la température de fonctionnement des détecteurs infrarouge, l'étude de la stabilité temporelle de la qualité image, et notamment l'étude des pixels dits clignotants (ou RTS pour random telegraph signal) est devenue primordiale. Cet article présente notre démarche, appliquée aux détecteurs HgCdTe.

MOTS-CLEFS : *détecteurs infrarouge; stabilité temporelle; qualité image; random telegraph signal*

1. INTRODUCTION

Les matrices de détecteurs infrarouge ont atteint un degré de maturité technologique élevé, qui leur permet d'afficher de hautes performances (efficacité quantique élevée, faible courant d'obscurité, faible bruit de lecture, format megapixel). Aujourd'hui, l'un des enjeux de la détection infrarouge est le fonctionnement à haute température, typiquement >160K au lieu de 90K. On parle de détecteurs HOT (High Operating Temperature). L'avantage d'un tel fonctionnement est double: réduire le temps de mise en froid des systèmes opérationnels et augmenter la durée de vie des machines à froid afin d'améliorer la disponibilité des systèmes infrarouge. Cependant, cette augmentation de température exacerbe certains effets parasites problématiques.

Dans ce papier nous présentons dans un premier temps l'importance de la stabilité temporelle de la qualité image, puis le travail initié pour identifier les pixels à l'origine de sa dégradation progressive à long terme.

2. IMPORTANCE DE LA STABILITE TEMPORELLE DE LA QUALITE IMAGE

Le bruit basse-fréquence est généralement appelé bruit « $1/f^{\alpha}$ », avec $1 < \alpha < 2$, du fait de sa dépendance inversement proportionnelle à la fréquence. Au niveau du signal temporel d'un pixel de la matrice, ce bruit se manifeste principalement par des dérives très lentes du signal qui détériorent peu à peu la qualité image. Par ailleurs, on peut également observer du bruit RTS [1]. En effet, certains pixels présentent un signal temporel crénelé entre un ou plusieurs niveaux stables, auquel vient s'ajouter le bruit moyen du signal. Ce type de signal RTS a déjà été observé à maintes reprises dans différents types de dispositifs semi-conducteurs, du transistor métal-oxyde-semiconducteur à effet de champ [2] aux « Resistive Random Access Memories » [3]. Plusieurs modèles existent : on peut par exemple modéliser le signal RTS par un défaut matériau ponctuel associé à un défaut étendu [4].

La notion de stabilité temporelle de la qualité image va déterminer une durée maximale admissible entre deux corrections d'image successives. On la quantifie usuellement par la figure de mérite du Bruit Spatial Fixe Résiduel (BSFR). Les principales sources d'augmentation du BSFR au fil du temps sont le bruit basse fréquence et le bruit RTS. L'augmentation du BSFR dans le temps nécessite d'augmenter la fréquence des étalonnages ce qui peut être particulièrement pénalisant pour certaines applications. Il est donc primordial de comprendre l'origine des bruits basse fréquence et RTS afin de proposer des solutions (amélioration de la qualité cristalline, mise en œuvre spécifique du détecteur, etc).

3. IDENTIFICATION DES PIXELS PROBLEMATIQUES : APPLICATION A LA FILIERE HGCDTE

Un algorithme de détection a été développé à partir de la littérature [1] afin de déterminer les principales caractéristiques physiques (amplitude et fréquence) du bruit télégraphique. Des premières mesures ont été réalisées sur un détecteur HgCdTe MWIR. La figure 1 présente différents signaux de pixels télégraphiques détectés par notre algorithme sur une même échelle temporelle.



Fig. 1 : Comparaison de différents signaux de pixels a), b), c) et d) dits « problématiques » durant la même mesure sur la même échelle de temps

La Fig. 1.a. représente le signal d'un pixel apparemment seulement affecté d'un bruit télégraphique à deux niveaux. Il s'agit du cas le plus simple de détection des RTS et les algorithmes que nous avons développés permettent une bonne détermination de ce type de pixel. La Fig. 1.b. présente ce qu'on appelle des « spikes ». Du fait de la fréquence d'échantillonnage et de la présence de bruit basse fréquence, on ne peut déterminer avec certitude leur caractère RTS ou non. Les Fig 1.c. et 1.d. représentent un signal avec un grand nombre de niveaux, et qui semblent donc coupler du bruit 1/f à du bruit RTS. Ces trois derniers exemples restent détectables grâce à leurs grandes variations, mais leurs différents comportements mettent en avant la nécessité de développer des techniques plus perfectionnées de détection de ces pixels et une classification pratique des RTS en rapport avec les applications.

CONCLUSION

Dans cet article nous avons montré l'importance d'étudier les bruits basse fréquence, qui affectent la qualité image au cours du temps. Pour ce faire, nous avons développé des outils pour détecter les pixels problématiques. Un algorithme est actuellement disponible et est en cours d'amélioration afin de mieux identifier les pixels affectant la qualité image. L'étape suivante de ce travail consistera à proposer des solutions de correction pour améliorer la stabilité temporelle de la qualité image.

REFERENCES

[1] A. Brunner et al. "Improvement of RTS Noise in HgCdTe." *Journal of Electronic Materials* 43, no. 8, 2014.
[2] M.J. Uren et al. "1/ f and random telegraph noise in silicon metal-oxide-semiconductor field-effect transistor" *Appl. Phys. Lett.*, n° 47, 1985.

[3] F. M. Puglisi et al. «Random Telegraph Signal noise properties of HfOx RRAM in high resistive state.» *Proceedings of the ESSDERC*. Bordeaux, France, 2012.

[4] S. T. Hsu et al. «Physical Model for Burst Noise in Semiconductor Devices.» Solid State Electronic 13, 1970.

Étude du temps de propagation de la lumière dans les mileux diffusants

Mathieu Durand, Rémi Carminati, Sébastien Popoff, Arthur Goetschy

ESPCI Paris, Université PSL, CNRS, Institut Lanegvin, 75005 Paris, France France

mathieu.durand@espci.fr

Résumé

Nous présentons une étude statistique du temps de propagation de la lumière dans les milieux diffusants basée sur la caractérisation de l'opérateur de Wigner-Smith. Ce dernier permet de définir différentes familles de temps de propagation [1], telle que les temps propres. La distribution des temps propres est obtenue à partir de simulations numériques et comparée à des résultats analytiques.

MOTS-CLEFS : *statistique des temps propres ; milieux désordonnés ; contrôle de front d'onde*

1. INTRODUCTION

L'étude de la propagation des ondes en milieu diffusant a connu un fort développement ces dix dernières années avec l'avènement de nouvelles techniques de contrôle du front d'onde. Beaucoup de choses ont été faites tant sur le plan théorique qu'expérimental. En particulier la transmission énergétique a été largement étudiée [2, 3, 4]. Les propriétés dynamiques de la lumière dans les milieux diffusants ont été en revanche moins caractérisées. L'opérateur de Wigner-Smith, défini à partir de la matrice de diffusion S, permet de caractériser le temps de propagation dans un milieu diffusant d'un paquet d'onde quasi-monochromatique avec un front d'onde incident arbitraire :

$$Q(\omega) = -iS^{\dagger}(\omega)\frac{\partial S}{\partial \omega}(\omega) \qquad (1)$$

Il a été démontré théoriquement [5] puis expérimentalement [6] que le temps de propagation moyen d'un pulse quasi-monochromatique avec un front d'onde quelconque dans un milieu diffusant est proche du temps balistique nécessaire pour traverser le milieu. Le but est ici d'étudier numériquement et théoriquement la distribution des valeurs propres de l'opérateur de Wigner-Smith (également appelées temps propres). L'objectif est de savoir s'il existe des fronts d'onde particuliers (les états propres de l'opérateur de Wigner-Smith associés) tels que le temps moyen passé par la lumière dans le milieu diffusant est très différent du temps moyen.

2. SIMULATIONS NUMÉRIQUES

Des simulations ont permis de calculer la matrice de diffusion d'un milieu désordonné à plusieurs fréquences par résolution de l'équation d'onde microscopique au moyen d'un schéma itératif. La figure suivante montre la distribution typique des temps propres pour un milieu désordonné donné :



3. MODÈLE ANALYTIQUE

Les prédictions théoriques concernant la distribution des temps propres dans les systèmes chaotiques [7], basées sur la théorie des matrices aléatoires, ne peuvent s'appliquer directement aux cas des milieux désordonnés. Cependant des prédictions peuvent être faites en s'appuyant sur un schéma de type DMPK [8].



Les simulations et les prédictions sont en bon accord et montrent que la distribution s'étend sur une plage temporelle [Tmin, Tmax] telle que :

$$\frac{\tau_{max}}{\tau_{min}} \propto \left(\frac{L}{\ell^*}\right)^2 \ (2)$$

avec L l'épaisseur du milieu et l* le libre parcours moyen de transport.

RÉFÉRENCES

- [1] F. T. Smith. Phys. Rev. 119, 2098 (1960).
- [2] S. M. Popoff, G. Lerosey, R. Carminati, M. Fink, A. C. Boccara and S. Gigan. Phys. Rev. Lett. 104, 100601 (2010).
- [3] A. Goetschy and A. D. Stone. Phys. Rev. Lett. 111, 063901 (2013).
- [4] S. M. Popoff, A. Goetschy, S. F. Liew, A. D. Stone and H. Cao. Phys. Rev. Lett. 112, 133903 (2014).
- [5] R. Pierrat, P. Ambichl, S. Gigan, A. Haber, R. Carminati and S. Rotter. Proc. Natl. Acad. Sci. USA 111, 17765 (2014).
- [6] R. Savo, R. Pierrat, U. Najar. R. Carminati, S. Rotter and S. Gigan. Science 358, 765 (2017).
- [7] P. W. Brouwer, K. M. Frahm and C. W. Beenakker. Phys. Rev. Lett. 78, 4737 (1997).
- [8] C. W. Beenakker. Rev. Mod. Phys. 69, 731 (1997).

EXCITATIONS TOPOLOGIQUES ET MURS DE DOMAINE DANS UN SUPERFLUIDE DE POLARITONS BISTABLE

Anne Maître¹, Giovanni Lerario¹, Simon Pigeon¹, Quentin Glorieux¹, Elisabeth Giacobino¹, Alberto Bramati¹

¹ Laboratoire Kastler Brossel, Sorbonne Université, CNRS, ENS-Université PSL, Collège de France

anne.maitre@lkb.upmc.fr

Résumé

Les polaritons excitoniques sont des quasi-particules créées par un couplage fort entre photons et excitons. Nous démontrons expérimentalement la nucléation hydrodynamique et la propagation sur de longues distances de vortex et de solitons, facilement contrôlés avec un superfluide de polaritons bistable.

MOTS-CLEFS : polaritons ; excitations topologiques ; vortex ; solitons

ARTICLE

Les microcavités planes ont démontrées être d'excellents systèmes pour étudier la génération hydrodynamique d'excitations topologiques, comme les paires de vortex ou les solitons sombres [1, 2], dans des condensats de polaritons excitoniques. En excitation résonnante, la nucléation hydrodynamique d'excitations collectives est inhibée par le pompage continu du système. Cette contrainte peut être contoournée mais cela empêche la propagation de ces structures topologiques sur de longues distances [3].

Nous avons modifié le profil spatial du pompage résonant pour tirer parti de la bistabilité optique présente dans le système. Quand le superfluide de polaritons est en régime bistable, des excitations topologiques peuvent être créées dans le sillage de défauts structurels, et leur propagation est soutenue sur de longues distances [4]. Deux types d'excitations collectives sont observées, en fonction du ratio entre la vitesse du son et la vitesse du fluide (figure 1).





(a) Des vortex peuvent être soutenus sur de longues distances lorsque les vitesses du son et du fluide sont équivalentes

(b) En régime supersonique, un couple de solitons peut être généré

FIGURE 1: Génération d'excitations topologiques dans le sillage de défauts structurels

En régime supersonique (figure 1b), des solitons sombres apparaissent sous la forme de deux lignes sombres dans le sillage de défauts structurels. Ces solitons évoluent comme des murs de domaines Ising, chaque soliton définissant deux domaines en opposition de phase. Ces solitons sont remplacés par la prolifération de paires de vortex lorsque la vitesse du fluide est réduite (figure 1a).

Les solitons peuvent également être générés dans le superfluide à l'aide d'un SLM, puis se propager librement. Cela permet de former plusieurs paires et d'étudier leurs interactions (figure 2).



FIGURE 2: Impression de solitons avec une vitesse latérale à l'aide d'un SLM. Ils dévient spontanément au lieu de se croiser, à cause de leur interaction répulsive

Références

- [1] G. Grosso, G. Nardin, F. Morier-Genoud, Y. Léger et B. Deveaud-Plédran "Soliton Instabilities and Vortex Street Formation in a Polariton Quantum Fluid", *Physical Review Letters*, vol. 107, pp. 245301, 2011.
- [2] G. Nardin, G. Grosso, Y. Léger, B. Pietka, F. Morier-Genoud, et B. Deveaud-Plédran, "Hydrodynamic nucleation of quantized vortex pairs in a polariton quantum fluid", *Nature Physics*, vol. 7, pp. 635–641, 2011.
- [3] A. Amo, S. Pigeon, D. Sanvitto, V. G. Sala, R. Hivet, I. Carusotto, F. Pisanello, G. Leménager, R. Houdré, E. Giacobino, C. Ciuti, et A. Bramati, "Polariton superfluids reveal quantum hydrodynamic solitons", *Science*, vol. 332, pp. 1167–70, 2011.
- [4] S. Pigeon et A. Bramati, "Sustained propagation and control of topological excitations in polaritons superfluid", *New Journal of Physics*, vol. 19, pp. 095004, 2017.

FABRICATION COLLECTIVE DE MICRO-FILTRES OPTIQUES ACCORDABLES A CRISTAUX LIQUIDES GRACE A UN RESEAU NANO-STRUCTURE

B. Sadani¹, B. Boisnard¹, X. Lafosse², T. Camps¹, J.B. Doucet¹, E. Daran¹, C. Paranthoen³, C. Levallois³, L. Dupont⁴, S. Bouchoule² et <u>V. Bardinal¹</u>

¹ LAAS-CNRS Laboratoire d'analyse et d'architecture des systèmes, 31031 Toulouse, France

² C2N (Centre for Nanoscience and Nanotechnology), CNRS, Université Paris-Sud, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

³ Univ Rennes, INSA Rennes, CNRS, Institut FOTON – UMR 6082, F-35000 Rennes, France
 ⁴ IMT Atlantique, Optics Department, 655 Avenue du Technopôle, 29200 Plouzané, France bardinal@laas.fr

Résumé

Nous présentons une nouvelle technologie pour la fabrication de microcellules polymères à cristaux liquides (CL) destinées à être intégrées dans des dispositifs photoniques accordables. Grâce au développement d'un réseau nano-imprimé pour assurer l'alignement des CL, nous avons pu réaliser des matrices de filtres Fabry-Pérot accordables autour de 1,55µm sur plus de 100nm avec seulement 18V appliqués et présentant une largeur de raie et des pertes faibles, compatibles avec une insertion dans une cavité laser. Ces travaux constituent une étape clé vers la réalisation de VCSELs accordables à cristaux liquides à pompage électrique.

MOTS-CLEFS : Cristaux liquides ; accordabilité ; nano-impression ; microcavités

1. INTRODUCTION

Les dispositifs photoniques accordables présentent un grand intérêt pour le développement des systèmes de communication de données et des capteurs optiques compacts. En particulier, les applications CWDM nécessitent de disposer de composants photo-détecteurs ou VCSELs (Lasers à Cavité verticale à Emission par la Surface) pouvant être accordés sur une large gamme spectrale autour de 1.55 μ m, avec une faible consommation électrique et sans saut de mode [1]. À ce jour, les composants à microcavité accordables disponibles sont basés sur la modification de l'épaisseur physique de la cavité par l'actionnement d'un miroir mobile (MEMS). Une alternative à l'approche MEMS consiste à intégrer dans le dispositif une couche biréfringente intra-cavité à base de cristal liquide (CL). L'accordabilité spectrale est alors obtenue par la variation de l'indice (Δ n~0.2 pour une dizaine de volts appliqués). Cette voie permet donc d'envisager de larges plages d'accord sans avoir recours à un élément mobile, ce qui conduit à meilleure stabilité de fonctionnement.

De nombreuses démonstrations de filtres passifs Fabry-Pérot (FP) accordables à CL ont été rapportées dans les années 1990. Cependant, malgré la mise au point en 2011 du premier VCSEL accordable à macro-cellule à CL fonctionnant en pompage optique [2], la fabrication de VCSELs accordables à CL à commande électrique n'a pas encore été démontrée, car cela implique de concilier à l'échelle micrométrique l'alignement des CL avec la gestion des électrodes de commande. Grâce au développement d'un réseau d'alignement nano-imprimé sur une large surface et à son association à des réseaux de microcellules en polymère, nous avons fabriqué de manière

collective des filtres optiques accordables à CL dont la qualité optique est compatible avec une insertion dans une cavité laser.

2. TECHNOLOGIE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les filtres que nous avons conçus sont composés de deux réflecteurs de Bragg diélectriques distribués (DBR) déposés sur une électrode en ITO sur des substrats en verre de deux pouces comportant un revêtement antireflet à l'arrière. Un réseau d'alignement est tout d'abord fabriqué sur la surface de l'un des deux miroirs, par nano-impression thermique et UV dans une fine couche de polymère en SU-8 (période 800nm, rapport cyclique 50%, profondeur des lignes 70nm). Nous avons en effet démontré que pour notre géométrie, un seul réseau nano-structuré suffit pour aligner efficacement les CL, ce qui permet de simplifier le procédé de fabrication et d'éviter des étapes délicates d'alignement. Les murs des microcellules sont en polymère et sont intégrés sur la même surface grâce à une méthode originale de transfert doux de films secs [3], suivie d'une photolithographie UV standard. Le scellement des cellules est ensuite réalisé par exposition UV d'une deuxième couche fine de SU-8, préalablement déposée sur le miroir supérieur. Enfin, l'infiltration des CL dans les microcellules est effectuée sous vide, à une température supérieure à la température de transition nématique-isotrope.

La bonne uniformité des microcellules réalisées est illustrée sur la figure 1(a). La figure 1(b) montre quant à elle la plage d'accord du mode extraordinaire mesurée dans la bande 1550 nm : elle est supérieure à 100 nm, pour une tension de commande appliquée de seulement 18V. De plus, nous avons mesuré une faible perte d'insertion, de l'ordre de 2 dB, ainsi qu'une largeur de bande de 0,35nm, en très bon accord avec nos simulations. Ces performances sont compatibles avec une insertion future dans un composant actif de type VCSEL.



Fig. 1. (a) Vue au microscope polarisé des matrices de filtres optiques accordables à cristaux liquides de différentes tailles. (b) Mesure de l'évolution de la position spectrale du mode extraordinaire autour de 1.55 μm. La tension de seuil est de 3V et la gamme d'accord dépasse 100 nm pour 18V appliqués.

REFERENCES

[1] P. Qiao, K. Cook, K. Li, and C. J. Chang-Hasnain, "Wavelength swept VCSELs", IEEE J. Sel. Top Quantum Electron. 23, 1700516, (2017).

[2] O. Castany, L. Dupont, A. Shuaib, J. P. Gauthier, C. Levallois, and C. Paranthoën "Tunable semiconductor vertical-cavity surface-emitting laser with an intracavity liquid crystal layer" Appl. Phys. Lett. 98, 161105 (2011).

[3] S Abada, L. Salvi, R. Courson, E. Daran, B. Reig, J.B. Doucet, T. Camps and V. Bardinal, "Comparison of lamination and soft thermal printing of dry thick photoresist films for the uniform fabrication of polymer MOEMS on small-sized samples" J. Micromech. Microeng. 27 055018, (2017).

FILTRAGE SPECTRAL POUR L'IMAGERIE ACOUSTO-OPTIQUE EN MILIEU DIFFUSANT

Anne Louchet-Chauvet¹, Caroline Venet^{1,2}, Maïmouna Bocoum², Thierry Chanelière¹, François Ramaz²

 ¹ Laboratoire Aimé Cotton, CNRS UMR 9188, Univ. Paris-Sud, ENS Paris-Saclay, Université Paris-Saclay, 91400 Orsay, France
 ² Institut Langevin, Ondes et Images, ESPCI ParisTech, PSL Research University, CNRS UMR 7587, INSERM U979, Université Paris VI Pierre et Marie Curie, 75005 Paris, France

anne.chauvet@u-psud.fr

Résumé

Nous présentons une méthode de détection pour l'imagerie acousto-optique compatible avec des mesures in-vivo, basée sur le creusement d'un trou spectral persistant dans un cristal dopé terre rare. Une démonstration expérimentale est réalisée sur un gel diffusant calibré.

MOTS-CLEFS : imagerie en milieu diffusant ; creusement spectral ; cristal dopé terre rare

1. INTRODUCTION

Il n'existe pas actuellement de technique d'imagerie facile d'utilisation et bien adaptée pour imager spécifiquement les jeunes tumeurs cancéreuses. En particulier l'imagerie échographique, qui permet une première observation, est souvent couplée à une méthode invasive comme la biopsie. L'imagerie optique permettrait de lever les indéterminations de manière non invasive, mais on se heurte alors au phénomène de diffusion, qui empêche de localiser des objets de taille millimétrique à plusieurs cm de profondeur.

2. IMAGERIE ACOUSTO-OPTIQUE

L'imagerie acousto-optique (IAO) permet de répondre à ce problème. Le milieu est éclairé par un faisceau laser à la fréquence v_L , et soumis en même temps à des impulsions ultrasonores focalisées (fréquence v_{US}). Les photons sont multidiffusés dans le milieu, tandis que les ultrasons se propagent de manière ballistique. Dans le volume des ultrasons (1 mm³) l'effet acousto-optique fait apparaître de nouvelles fréquences optiques à $v_L \pm v_{US}$, dont l'amplitude témoigne du flux lumineux qui traverse le champ ultrasonore. La détection de ces photons marqués par les ultrasons permet alors d'imager optiquement le milieu biologique avec la résolution spatiale des ultrasons.

L'étape de détection constitue le point dur de cette technique, car les photons marqués sont spectralement très proches de la porteuse laser (5 MHz typiquement), et peu nombreux (leur flux est entre 10^4 et 10^6 fois plus faible que celui de la porteuse). La plupart des méthodes de détection développées jusqu'ici sont basées sur des méthodes interférométriques [1, 2] et sont donc sensibles aux décorrélations du speckle, ce qui compromet leur utilisation *in-vivo*. Un simple filtre passe-bande serait de ce point du vue plus adapté.

3. FILTRE SPECTRAL POUR L'IMAGERIE ACOUSTO-OPTIQUE

Le creusement spectral (ou *spectral holeburning*) est un phénomène que l'on peut observer dans des matériaux à élargissement inhomogène [3]. Les ions résonnants avec un laser excitateur quittent leur état d'équilibre par pompage optique. Il se crée alors un trou dans le profil spectral d'absorption du cristal, dont la durée de vie correspond à celle du niveau d'énergie où sont stockés les ions pompés. C'est ce trou spectral qui va servir à filtrer les photons marqués.

Dans la première démonstration de l'utilisation d'un trou spectral pour filtrer les photons marqués [4], les auteurs choisissent un cristal de Tm³⁺ :YAG dont la transition optique à 793 nm dans le proche infrarouge correspond à une zone de transparence des tissus biologiques. L'étendue optique atteinte grâce à un tel filtre surpasse les autres techniques de détection d'au moins un ordre de grandeur. Or, l'effacement du trou spectral en environ 10 ms rend indispensable un rafraîchissement fréquent du trou, ce qui réduit le temps disponible pour l'imagerie proprement dite.

Nous présentons ici une mise en œuvre originale du filtrage spectral pour l'IAO dans Tm :YAG, dans laquelle le trou spectral a une durée de vie bien plus longue. Pour cela nous appliquons un champ magnétique externe qui révèle la structure Zeeman nucléaire des ions Tm³⁺. Les ions sont stockés dans l'un des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental, dont la durée de vie est d'environ 30 s [5]. On parle alors d'un trou persistant. De ce fait, le temps consacré au rafraîchissement occupe une moindre part dans la séquence de temps. De plus, il est possible d'accumuler le pompage optique sur plusieurs centaines de cycles, ce qui permet de creuser un trou plus profond.

La Figure 1 illustre le double gain apporté par le champ magnétique. Sans champ magnétique, il faut 8 minutes pour acquérir 100 images de l'échantillon, avec un rapport contraste-à-bruit (CNR) de l'image moyennée proche de 2. Avec champ magnétique, non seulement la séquence de temps est plus efficace (le même nombre d'images est atteint en seulement 30 s), mais le trou est plus profond, ce qui permet de collecter davantage de signal et d'atteindre un CNR de 6.3 sur l'image moyennée.



FIGURE 1 : Moyenne de 100 images acousto-optiques obtenues sur (b) un échantillon de gel diffusant calibré $(\mu'_S = 1 cm^{-1})$ dans lequel on a réalisé une inclusion à l'encre de Chine $(2 \times 2 \times 2 \text{ mm}^3)$, sans (a) et avec champ magnétique (c). L'inclusion absorbante fait chuter le nombre de photons marqués.

4. PERSPECTIVES

Nous avons démontré ici un gain significatif en sensibilité et en vitesse d'acquisition pour l'IAO en milieu diffusant. Cela représente un pas important vers son utilisation en imagerie médicale. Une validation en configuration in-vivo sera nécessaire.

Références

- M. Gross, P. Goy, and M. Al-Koussa, "Shot-noise detection of ultrasound-tagged photons in ultrasoundmodulated optical imaging," *Optics letters*, vol. 28, no. 24, pp. 2482–2484, 2003.
- [2] S. Farahi, G. Montemezzani, A. A. Grabar, J.-P. Huignard, and F. Ramaz, "Photorefractive acousto-optic imaging in thick scattering media at 790 nm with a Sn₂P₂S₆ : Te crystal," *Optics letters*, vol. 35, no. 11, pp. 1798–1800, 2010.
- [3] W. E. Moerner, Ed., Persistent Spectral Hole-Burning : Science and Applications. Springer, 1988, vol. 44.
- [4] Y. Li, H. Zhang, C. Kim, K. H. Wagner, P. Hemmer, and L. V. Wang, "Pulsed ultrasound-modulated optical tomography using spectral-hole burning as a narrowband spectral filter," *Applied physics letters*, vol. 93, no. 1, p. 011111, 2008.
- [5] A. Louchet, J. S. Habib, V. Crozatier, I. Lorgeré, F. Goldfarb, F. Bretenaker, J.-L. Le Gouët, O. Guillot-Noël, and P. Goldner, "Branching ratio measurement of a Λ system in Tm³⁺ :YAG under a magnetic field," *Physical Review B*, vol. 75, no. 3, p. 035131, 2007.

GENERATEUR ET ANALYSEUR DE POLARISATION RAPIDE

Olivier Jacquin, Eric lacot, Olivier Hugon

Laboratoire Interdisciplinaire de Physique UMR CNRS 5588, Université Grenoble Alpes 38402 St-Martin d'Hères, France

olivier.jacquin@univ-grenoble-alpes.fr

Résumé

Nous présentons un système optique qui permet de générer ou d'analyser rapidement un état de polarisation quelconque. Des mesures expérimentales valident la possibilité de générer une polarisation rectiligne tournant à plusieurs mégahertz, ainsi que la possibilité de changer d'état de polarisation en quelques centaines de nanosecondes.

MOTS-CLEFS : *polarisation; acouto-optique ; interféromètre de Mach Zehnder*

1. INTRODUCTION

Générer ou analyser rapidement un état de polarisation est intéressant pour un grand nombre d'applications telles que l'éllipsométrie, l'imagerie polarimétrique [1], ou encore dans des techniques plus récentes comme l'imagerie en polarisation par diffusion Raman cohérente [2],....

Pour contrôler ou analyser « électroniquement » un état de polarisation en espace libre, on utilise généralement soit des modulateurs spatiaux de de lumière (SLM) [1], soit un modulateur électro-optique (EOM) [2]. Les SLM sont limités par leur taux de rafraîchissement (~100Hz) mais présentent l'avantage de pouvoir être plein champ et donc bien adaptés à l'imagerie. L'obtention à l'aide d'un EOM d'une variation de phase de 2π à des fréquences de l'ordre du mégahertz nécessite des puissances RF élevées de plusieurs centaines de watt, pas faciles à obtenir à ces fréquences et générant beaucoup de bruit électriques par rayonnement. Nous proposons une solution alternative rapide, ne nécessitant pas de puissance RF élevée et présentant l'avantage de ne pas générer de bruit électriques aux fréquences de travail du dispositif (changement de polarisation).

2. PRINCIPE & MONTAGE

Le principe du dispositif repose simplement sur la somme de deux polarisations circulaires droite et gauche contrôlées en phase et en amplitude. Ce contrôle permet alors de générer n'importe quel état de polarisation et de balayer ainsi la sphère de Poincaré. La somme de deux polarisations circulaires droite et gauche de mêmes amplitudes et déphasées de dans le temps (décalée en fréquence ΔF), génère une polarisation rectiligne qui tourne, dont l'angle de rotation $\theta(t)$ correspond au déphasage $\varphi(t) = 2\pi\Delta F t$. Si les amplitudes sont différentes, on obtient alors une polarisation elliptique dont les axes de l'ellipse tournent. Si l'une des amplitudes est nulle on retrouve alors une polarisation circulaire. L'ensemble de ces états de polarisation permet de parcourir de sphère de Poincaré. Le balayage en phase et en amplitude est obtenu en utilisant deux modulateurs acoustooptiques (AOM) placés dans les bras d'un montage du type Mach Zehnder comme présenté sur la figure 1. Un faisceau laser polarisé à 45° est séparé en deux polarisations rectilignes orthogonales par un séparateur de polarisation à l'entrée du montage. Chacune de ces polarisations traverse un AOM utilisé en décaleur de fréquence. Les fréquences, phases et amplitudes des tensions appliquées sur les AOM permettent alors de contrôler la phase et l'amplitude de chacune des polarisations. Chacun des faisceaux issus des AOM traverse une lame quart d'onde afin de générer respectivement dans chacun des bras une polarisation circulaire droite et gauche. Puis ces deux polarisations sont recombinées en sortie du montage pour obtenir un faisceau contrôlé en polarisation. Le temps de réponse du système est donné par celui des AOM qui est de l'ordre de 100ns. Une photodiode associée à un polariseur permet « monitorer » la polarisation de sortie.



Fig. 1 : Montage optique. PBS : séparateur de polarisations, BS : séparateur de faisceaux, AOM : modulateur acousto-optique, GBFx2 : générateur de fonctions 2voies. $\frac{\lambda}{4}$: lame quart d'onde

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La figure 2 montre la transition d'une polarisation circulaire à une polarisation rectiligne tournant à la fréquence de 1MHz obtenue avec le montage de la figue 1. Cette mesure a été réalisée à l'aide d'un polariseur et d'une photodiode en sortie du dispositif. La polarisation circulaire correspond à une tension nulle appliquée sur un des AOM alors que la polarisation rectiligne correspond à des tensions sinusoïdales appliquées sur les AOM de mêmes amplitudes mais décalées en fréquence de 1MHz (80Mhz sur un AOM et 81Mhz sur l'autre AOM).



Fig. 2 : Transition d'une polarisation circulaire à une polarisation rectiligne tournant à la fréquence de 1MHz.

CONCLUSION & PERSPECTIVES

Le dispositif permet de générer un état de polarisation quelconque avec un temps de réponse sub-microseconde. Il est également prometteur pour analyser une polarisation quelconque entrant dans le dispositif, et ceci en quelques microsecondes. Le principe est alors de déterminer la phase et l'amplitude de cette polarisation en faisant varier les tensions appliquées aux AOM. Cette phase et cette amplitude sont comparées simultanément à celle d'une polarisation connue afin de s'affranchir des fluctuations de phase de du montage.

Références

[1] Jan Dupont, Xavier Orlik, A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, C. Amra, "Polarization analysis of speckle field below its transverse correlation width : application to surface and bulk scattering," Opt. Express 22, 24133-24141 (2014)

[2] H Ofer, K. Balla, Brasselet et al, "High-speed polarization-resolved coherent Raman scattering imaging," Optica., vol. 4, pp. 795–801, 2017.

IMAGERIE PHOTOACOUSTIQUE SUPER-RESOLUE PAR LES FLUCTUATIONS D'ABSORPTION D'UN FLUX DE PARTICULES

B. Arnal¹, T. Chaigne², S. Vilov¹, O. Katz³, E. Bossy¹

¹Univ. Grenoble Alpes, CNRS, LIPHY, F-38000 Grenoble, France

²Bioimaging and Neurophotonics Lab, NeuroCure Cluster of Excellence, Charité Berlin, Humboldt University, Charitéplatz 1, 10117 Berlin, Germany

³Department of Applied Physics, Hebrew University of Jerusalem, Israel

orik@mail.huji.ac.il

Résumé

La limite de résolution en imagerie photoacoustique (PA) est ici repoussée en exploitant les fluctuations d'absorption dues à la circulation de particules absorbantes dans un vaisseau. Les fluctuations sont analysées grâce à la notion de cumulant d'ordre n, méthode empruntée à la technique de microscopie « Stochastic Optical fluctuation imaging » (SOFI). Un circuit microfluidique composé de 5 canaux espacés de 180 μ m est perfusé avec une solution de particules teintées en rouge de 10 μ m. Une pile de 4000 images PA est acquise. Alors que la résolution de l'imagerie PA conventionnelle n'est pas suffisante pour distinguer les canaux, les cumulants d'ordre n fournissent une amélioration de résolution d'un facteur n^{1/2}, en accord avec la théorie SOFI. De plus, pour rejeter le caractère oscillatoire de la fonction d'étalement de point, nous avons étendu la théorie SOFI aux images photoacoustique complexes.

MOTS-CLEFS : super-résolution, stochastique, photoacoustique

1. INTRODUCTION

La résolution de l'imagerie photoacoustique (PA) de la vascularisation sanguine est limitée par la limite de diffraction à une profondeur donnée. Dans nos précédents travaux, nous avons montré que l'illumination de l'échantillon sous forme de différentes tavelures (speckles) induisait des fluctuations que l'on peut analyser sous forme statistique pour augmenter la résolution de l'imagerie PA. Dans cette soumission, nous étendons cette technique à l'imagerie d'écoulement avec une instrumentation plus simple car n'ayant pas besoin de lumière cohérente ni d'instrument de modulation de lumière. La fluctuation observée ici est due à l'écoulement de particules absorbantes, tel les globules rouges. Le caractère aléatoire de leurs positions génère des fluctuations d'absorption optique qui sont mises en évidence par les images photoacoustique.

2. PRINCIPE, MATERIEL ET METHODES

Une pile de N images photoacoustique permet de calculer les moments temporels d'ordre 1 à n. Ces moments permettent de calculer une grandeur appelée autocumulant d'ordre n. Le cumulant d'ordre n fournit une image constituée par la convolution de la fonction d'étalement de point élevée

à la puissance n et fournit donc une augmentation de résolution d'un facteur \sqrt{n} .

Pour valider expérimentalement notre approche, nous avons réalisé une preuve de concept expérimentale utilisant un phantom microfluidique perfusé de particules sphériques rouges de 10 µm (Microparticles, GmbH, Berlin, Allemagne). Un transducteur capacitif (L22-8v, Verasonics, USA) connecté à un échographe programmable (Vantage 256 High Frequency, Verasonics, USA) a

été utilisé pour l'acquisition d'images bidimensionnelles d'absorbeurs circulants dans les canaux microfluidiques et croisant le plan d'imagerie. L'échantillon est illuminé par un laser Nd-YAG doublé (532 nm, impulsion de 5 ns, fluence de 3 mJ/cm², Spitlight DPSS 250, Innolas). Pour chaque impulsion laser, les signaux photoacoustique sont acquis simultanément sur 128 éléments du transducteur (pitch 100 μ m, focus en élévation 15 mm). Le circuit microfluidique a été fabriqué en polydiméthlysiloxane avec les techniques standards de lithographie. Il est composé de 5 canaux de 40 μ m de largeur espacés de 180 μ m en distance centre à centre (cf Fig.1 a-b). La solution de particules est diluée pour atteindre une fraction volumique de 0,5% correspondant à environ 13 particules par canaux en moyenne sur chaque image PA. La vitesse de flux est environ de 25 mm/s.

3. RESULTATS

Une série de 4000 images sont acquises à une cadence de 20 Hz. Expérimentalement, la résolution latérale est évaluée à 200 µm ce qui n'est pas suffisant pour distinguer les 5 canaux sur l'image PA conventionnelle (Fig. 1c). C'est aussi le cas pour l'image échographique montrée sur la Fig. 1f). En contraste des images à résolution conventionnelles, l'analyse des cumulants à ordre 3 et 6 (Fig. 1d-e) montre une résolution améliorée permettant de distinguer les 5 canaux. Les résolutions

latérales correspondent bien à la prédiction théorique avec une amélioration d'un facteur \sqrt{n} . Pour rendre l'échelle de couleur linéaire en absorption, nous prenons la racine n-ième du cumulant (Fig. 1g-h) et de manière intéressante, les canaux restent bien distinguables.



Fig. 1. Résultats expérimentaux. (a) Vue de dessus du circuit microfluidique, montrant les 5 canaux parallèles. (b) Vue schématique de la section des canaux. (c) Image photoacoustique conventionnelle. (d-e) Cumulant complexe d'ordre 3 et 6. (f) Image Ultrasonore des canaux. (g-h) Racine n-ième des cumulants d'ordre n=3 et 6.

CONCLUSION

Nous avons exploité les fluctuations induites par l'écoulement de particules absorbantes pour obtenir une image super-résolue expérimentalement dans des canaux microfluidiques. Une autre expérience avec du sang humain pur a aussi été réalisée avec succès. La généralisation de la théorie SOFI pour des grandeurs complexes a permis l'élimination des oscillations de la fonction d'étalement de point. Pour plus de détails, le lecteur est invité à consulter notre article [2].

Références

 T. Dertinger et al., "Fast, background-free, 3D super-resolution optical fluctuation imaging (SOFI)," Proceedings of the National Academy of Sciences, vol. 106, no. 52, pp. 22287–22292, 2009.
 T. Chaigne, B. Arnal et al., "Super-resolution photoacoustic imaging via flow-induced absorption fluctuations," Optica, OPTICA, vol. 4, no. 11, pp. 1397–1404, Nov. 2017.

LOCALIZATION-BASED SUPER-RESOLUTION PHOTOACOUSTIC IMAGING

Sergey Vilov, Bastien Arnal, Emmanuel Bossy

Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Lab. Interdisciplinaire de Physique (LIPhy), 38000 Grenoble, France

sergey.vilov@univ-grenoble-alpes.fr

SHORT ABSTRACT

We demonstrate that localization-based super-resolution techniques initially introduced in optics can be adapted to achieve super-resolution in photoacoustic imaging. We envision the possibility of super-localization photoacoustic in-vivo imaging based on medical contrast agents.

KEY WORDS: photoacoustics, super-resolution, localization

1. INTRODUCTION

Acoustic-resolution photoacoustics (PA) can be a valuable imaging tool at depths larger than a millimeter which are inaccessible to optical tools due to substantial light scattering. However, in this case the resolution is limited by the acoustic wavelength and is insufficient for cellular imaging and identification of angiogenic microvessels in the microvasculature [1].

Although it has recently been proposed to overcome the acoustic resolution by using temporal fluctuations in PA signals induced by optical speckle illumination [2], this approach requires resolving small fluctuations coupled with a large mean signal, which is challenging for typical values of the signal-to-noise ratio.

We present our experimental results [3] showing that localization-based super-resolution techniques can be used to achieve super-resolution in PA. Here, we obtain a super-resolved PA image by localizing moving absorbers inside the sample.

2. EXPERIMENT

During the experiment (Fig. 1), 10 μ m diameter absorbing microbeads (microparticles GmbH, Germany) passed at low concentration through a microfluidic circuit, which was placed at 18 mm below the ultrasound transducer. The imaging plane was oriented perpendicularly to the circuit plane and crossed five parallel channels of the sample. The center-to-center distance between neighboring channels was 180 μ m, each channel being 40 μ m wide (along the X direction) and 50 μ m high (along the Z direction). At each laser shot PA signals emitted by the microbeads crossing the imaging plane were acquired by 128 elements of a capacitive micromachined ultrasonic transducer array (L22-8v, Verasonics, USA, f₀~15MHz, pitch = 100 μ m, elevation focus = 15 mm) connected to multichannel acquisition electronics (High Frequency Vantage 256, Verasonics, USA). The laser pulses were 5 ns long (λ = 532 nm, fluence = 3.0 mJ/cm2) and were generated by a frequency-doubled Nd:YAG laser (Spitlight DPSS 250, Innolas 220 Laser GmbH, Germany) at 100 Hz repetition rate.

The super-resolved image is presented in figure 2c. It can be clearly seen that the suggested technique allows resolving all the five channels that look completely indistinguishable in a conventional PA image (fig. 2.b).



Fig. 1 : (a) Microfluidic circuit. (b) PA signals coming from the microbeads are acquired by 128 elements of the ultrasonic probe.



Fig. 2 : (a) Top-view photograph of the imaged part of the sample. (b) Mean PA image. (c) Localization image [3].

CONCLUSION

It has been demonstrated that super-resolution PA imaging can be done through localizing optical absorbers. This approach does not require external illumination fluctuations and is free of the limitations placed by speckles-based techniques. However, PA localization shares a common disadvantage of all localization-based methods, in that it requires that at each acquisition the point spread functions corresponding to different sources are separated. In other words, a sparse distribution of sources in the imaging plane should be assured. Although at first sight this restricts in-vivo imaging based on the photoacoustic response of red blood cells (RBC), which are usually present at a high concentration, this constraint can be overcome by using external contrast agents whose absorption properties are different from those of RBC.

REFERENCES

[1] D. M. McDonald and P. L. Choyke, "Imaging of angiogenesis: from microscope to clinic," Nat. Med., 713–725, 2003.

[2] T. Chaigne, J. Gateau, M. Allain, O. Katz, S. Gigan, A. Sentenac, and E. Bossy, "Super-resolution photoacoustic fluctuation imaging with multiple speckle illumination," Optica 3, 54–57, 2016.

[3] S. Vilov, B. Arnal and E. Bossy, "Overcoming the acoustic diffraction limit in photoacoustic imaging by localization of flowing absorbers," Opt. Lett. 42, 4379-4382, 2017.

MICROSCOPIE A CONTRASTE DE PHASE ANOMAL

François Perraut¹, Rémi de Guiran¹, Denis Bernard²

¹ Leida Research Lab, Le Fond de Rivière, 38134 Saint Joseph de Rivière, France ² COFEMO, 68 avenue Charles Gounod, 13480 Cabries, France

francois.perraut@leida.fr

Résumé

Nous présentons une nouvelle méthode de microscopie à contraste de phase baptisée Contraste de Phase Anomal (CPA). Possible avec des objectifs standard, cette méthode simplifie l'usage du contraste de phase et permet son utilisation conjointement à des techniques comme la micro-spectrométrie Raman, l'épifluorescence, l'illumination structurée.

MOTS-CLEFS : *microscopie*, *contraste de phase*, *CPA*.

1. INTRODUCTION

L'observation d'échantillons biologiques (cellules, bactéries) non marqués en microscopie à fond clair produit des images très peu contrastées et très difficiles à exploiter. Les techniques usuelles pour observer ce type d'objets sont le contraste de phase de Zernike (CPZ), le contraste interférentiel différentiel (DIC) et la modulation de contraste de Hoffman. Ces techniques exigent une instrumentation dédiée (condenseurs et objectifs, système de prismes, modulateur) et des réglages complexes. L'illumination oblique est une alternative qui impose de placer des écrans dans les pupilles du condenseur et de l'objectif [1]. Des méthodes comme le contraste de phase différentiel ou l'holographie numérique permettent de fournir des images d'objets transparents mais elles imposent un traitement numérique qui peut être long et qui ne permet pas une observation directe aux oculaires. Le contraste de phase avec des objectifs sans anneaux de phase a été montrée récemment [2][3] mais exige la modification du condenseur. Enfin, il est possible de remplacer le condenseur par un anneau de diodes électroluminescentes (LED) mais ce montage impose l'utilisation d'objectifs à anneau de phase [4] incompatibles par exemple avec la microspectrométrie Raman.

Dans cette communication, nous montrons que l'on peut remplacer le condenseur par un simple anneau de LED comme illustré par la photographie de la Fig. 1 et utiliser des objectifs standard. Après centrage de l'anneau de LED par rapport à l'axe optique, la position en hauteur est ajustée afin qu'une portion de la lumière soit interceptée par le bord de la pupille de l'objectif (voir schéma Fig. 1) : dans le plan image, la fraction de lumière diffractée par le bord de la pupille interfère avec celle des faisceaux qui traversent librement la pupille, ce qui révèle la structure des objets transparents. Nous avons qualifié ce contraste « d'anomal » (CPA pour Contraste de Phase Anomal) pour souligner son caractère inhabituel.

2. MONTAGE EXPERIMENTAL

Le dispositif utilisé pour le CPA est schématisé en Fig. 1. Nous avons utilisé un anneau de LED blanches contrôlées en courant à l'aide d'une alimentation stabilisée de laboratoire. Un adaptateur mécanique permet le montage de cet anneau en lieu et place de l'optique du condenseur d'un microscope droit (Realux BK 5000, COFEMO). L'image est reprise par un objectif standard et les images sont enregistrées avec une caméra couleur (Toupcam, Touptek). Pour les observations en CPZ, un condenseur à contraste de phase et des objectifs à anneau de phase ont été utilisés.



Fig. 1 : Principe du Contraste de Phase Anomal. Le CPA se produit quand les LED de l'anneau sont placées à la bordure de la pupille. L'ajustement de la hauteur de l'anneau permet de passer d'un mode fond clair (Bright), au mode CPA puis fond noir (Dark). A droite, photo de l'anneau installé sur un microscope.

Un objet transparent (laque pour cheveux diffusée sur une lamelle couvre-objet) est observé en CPA et en CPZ (voir Fig.2). La structure des gouttes d'aérosols réticulées est nettement visible dans les deux modes. L'image en CPZ (à droite) est affectée du halo caractéristique de cette technique. Ce halo est absent en CPA (à gauche) ce qui conduit à des images plus résolues.



Fig. 2 : Microgouttes d'aérosols sur lame couvre-objet (Objectifs 20 X). A gauche, observation en CPA. A droite, observation en CPZ.

CONCLUSION

Ce nouveau mode d'observation en contraste de phase permet d'utiliser des objectifs standards, ce qui simplifie l'utilisation du microscope et réduit les coûts d'achat de matériel. Par ailleurs, cette technique permet d'associer l'observation en contraste de phase et la microspectrométrie Raman sans avoir à changer d'objectif. Enfin, le CPA est directement compatible avec les nouvelles techniques d'illumination structurée qui se développent actuellement [4].

Références

[1] D. Axelrod. « Zero-Cost Modification of Bright Field Microscopes for Imaging Phase Gradient on Cells: Schlieren Optics ». Cell Biophysics 3, no 2 (juin 1981): 167 73.

[2] T. Piper, J. Piper. « Phase Contrast without Phase Plates and Phase Rings-Optical Solutions for Improved Imaging of Phase Structures: Phase Contrast without Phase Plates and Phase Rings ». Microscopy Research and Technique 76, no 10 (octobre 2013): 1050 56.

[3] Y. Suzuki, K. Kajitani, H. Ohde. « Method for Observing Phase Objects without Halos or Directional Shadows ». Optics Letters 40, no 5 (1 mars 2015): 812.

[4] K.F. Webb, G. De Filippi, N.S. Johnston. « Condenser-free Zernike phase contrast imaging for scanning probe microscopy. » Microscopy and Analysis 27, no 5 (juillet 2013): 27 32.

MICROSCOPIE POLARIMETRIQUE LINEAIRE ET NON LINEAIRE

Matthieu Dubreuil, Sylvain Rivet et Yann Le Grand

OPTIMAG Laboratoire d'Optique et de Magnétisme EA938, Université de Bretagne Occidentale, 29200 BREST, France

matthieu.dubreuil@univ-brest.fr

Résumé

Nous présentons deux concepts récents, basés sur le codage spectral de la polarisation développé dans notre laboratoire, permettant de réaliser de l'imagerie polarimétrique linéaire (polarimétrie de Mueller) et non linéaire (génération de second harmonique) en temps réel sur un microscope optique à balayage.

MOTS-CLEFS : *microscopie optique à balayage, imagerie polarimétrique, génération de second harmonique, polarimétrie instantanée.*

1. INTRODUCTION

La microscopie de polarisation est utilisée en routine dans le domaine biomédical pour sa capacité à révéler des structures microscopiques anisotropes formées notamment par des protéines fibreuses (fibres musculaires, collagène,...) qui sont impliquées dans un certain nombre de pathologies. Cette technique est néanmoins limitée en termes de sélectivité vis-à-vis des anisotropies en jeu (biréfringences et dichroïsmes linéaires et circulaires) et de leur orientation locale. Le codage spectral de la polarisation [1] nous permet d'obtenir l'information polarimétrique complète (matrice de Mueller) en chaque point de l'échantillon en une durée (10µs environ) compatible avec le temps de résidence par point image (pixel dwell-time) d'un microscope optique à balayage. Nous présentons dans une première partie l'implémentation d'une modalité d'imagerie de Mueller à base swept-source [2] et de codage spectral de la polarisation au sein d'un microscope optique à balayage laser commercial [3]. Puis, nous proposons un nouveau concept permettant d'extraire la signature polarimétrique en génération de second harmonique à partir de l'analyse du spectre de l'impulsion femtoseconde [4].

2. MICROSCOPIE POLARIMETRIQUE DE MUELLER A BALAYAGE LASER

Une modalité d'imagerie polarimétrique de Mueller a été implémentée sur un microscope confocal commercial (Olympus BX51WI, FV300). Elle permet d'acquérir des images polarimétriques à la vitesse de balayage des scanners, grâce à l'utilisation d'une swept-source infrarouge à 100kHz. Le dispositif a permis d'imager des fibres de collagène de type I dans des biopsies de foie humain fibrosé (Fig.1).



Fig. 1 : Image polarimétrique de Mueller codée en retardance linéaire (a) et en orientation de l'axe rapide (b), d'une coupe histologique de foie humain fibrosé. Les images font apparaitre les fibres de collagène de type I ainsi que leur orientation.

3. POLARIMETRIE INSTANTANEE EN GENERATION DE SECOND HARMONIQUE

Lors du processus de génération de second harmonique par une structure fibrillaire (myosine, collagène), la polarisation circulaire du laser de pompe à ω est convertie en polarisation elliptique à 2ω . L'analyse des propriétés de cette ellipse permet de remonter au rapport entre les coefficients principaux du tenseur de susceptibilité non linéaire des fibres ainsi qu'à l'axe principal de ce tenseur, qui est directement relié à l'orientation des fibres elles-mêmes. Le dispositif expérimental présenté ici utilise de nouveau le codage spectral de la polarisation pour caractériser l'ellipse à 2ω à partir du spectre de l'impulsion femtoseconde doublée [4]. La durée de la mesure dépend donc uniquement du temps d'acquisition du spectromètre, et peut être compatible avec le pixel dwell-time d'un microscope optique à balayage. L'imagerie polarimétrique SHG par codage spectral de la polarisation est donc envisageable sur la base de ce nouveau concept, ce qui marque une avancée significative par rapport aux dispositifs actuels nécessitant l'acquisition successive de plusieurs images, généralement sous différentes polarisations du laser de pompe.



Fig. 2 : Spectre cannelé de l'impulsion femtoseconde (a) et sa transformée de Fourier (b), après traversée d'un échantillon de tendon de poulet riche en collagène fibrillaire. La polarisation circulaire incidente est transformée en polarisation elliptique (d), dont les propriétés (ellipticité et azimut) sont calculées à partir de l'analyse harmonique du spectre cannelé de l'impulsion doublée.

CONCLUSION

Les prototypes seront à terme mis en œuvre sur le même microscope à balayage, permettant de réaliser en temps réel des images polarimétriques multimodales linéaire et non linéaire.

Références

[1] M. Dubreuil, S. Rivet, B. Le Jeune and J. Cariou, "Snapshot Mueller matrix polarimeter by wavelength polarization coding", Optics Express 15(21), 13660-13668 (2007).

[2] A. Le Gratiet, S. Rivet, M. Dubreuil and Y. Le Grand, "100kHz-Mueller polarimeter in reflection configuration", Optics Letters 40(4), 645–648 (2015).

[3] A. Le Gratiet, M. Dubreuil, S. Rivet and Y. Le Grand, "Scanning Mueller polarimetric microscopy", Optics Letters 41(18), 4336-4339 (2016).

[4] M. Dubreuil, S. Rivet and Y. Le Grand, "Snapshot second harmonic generation polarimeter based on spectral analysis", Optics Letters 42(22), 4639-4642 (2017).

MICROSCOPIE TOMOGRAPHIQUE DIFFRACTIVE SIMPLIFIEE POUR L'OBSERVATION DE SPECIMEN A GEOMETRIE AXISYMETRIQUE

Ludovic Foucault¹, Nicolas Verrier¹, Matthieu Debailleul¹, Bertrand Simon², Olivier Haeberlé¹

¹ IRIMAS EA 7499, Université de Haute-Alsace IUT Mulhouse, 61 rue Albert Camus, 68093 Mulhouse Cedex, France

> ²Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences Institut d'Optique Graduate School (Site de Bordeaux)

> > olivier.haeberle@uha.fr

Résumé

Nous avons étudié une approche de microscopie tomographique diffractive simplifiée, adaptée à une classe d'échantillons particulière, de géométrie axisymétrique, devant permettre de meilleures reconstructions d'images qu'en microscopie holographique classique, avec éclairage sur l'axe optique, tout en simplifiant les acquisitions par rapport à la microscopie tomographique diffractive par balayage de l'illumination.

MOTS-CLEFS : *microscopie optique*, *tomographie*, *holographie*

1. INTRODUCTION

Nous développons à l'IRIMAS depuis une dizaine années la microscopie tomographique diffractive (MTD) en transmission [1], qui a déjà démontré une résolution latérale de 130 nm à $\lambda = 633$ nm, soit $\lambda/3.5$ NA [2]. Cet appareil est basé sur une combinaison de microscopie holographique, de tomographie angulaire et de reconstruction numérique des données donnant une image de la distribution de indice de réfraction complexe dans le spécimen [3]. En combinant tomographie par rotation de l'échantillon et rotation de l'illumination, on peut obtenir des images à résolution augmentée *et* isotrope [4]. Enfin, nous avons récemment démontré que la reconstruction temps-réel des images était possible, grâce à une implémentation GPU des reconstructions [5].

Cependant, ces reconstructions nécessitent l'acquisition de plusieurs dizaines à plusieurs centaines d'hologrammes, selon la résolution et la qualité finale désirée. Ceci peut constituer un frein pour l'étude de phénomènes dynamiques rapides, ou de spécimens biologiques vivants.

2. PRINCIPE DE LA MICROSOCOPIE TOMOGRAPHIQUE DIFFRACTIVE

La figure 1(a) montre le schéma de principe d'un microscope tomographique diffractif en transmission. La technique combine microscopie holographie pour enregistrer le champ diffracté en amplitude et en phase, avec une rotation de l'illumination, via un miroir tip-tilt commandé. Les différents interférogrammes acquis sont recombinés dans l'espace de Fourier, et une transformée de Fourier 3D permet -une reconstruction de l'objet observé. La figure 1(b) montre la version compacte développée à l'IRIMAS. Elle permet d'acquérir les interférogrammes nécessaires pour reconstruire une image 3D de 512^3 voxels en moins de 5 secondes.

Cette technique permet de doubler la résolution par rapport à un microscope classique, mais l'image obtenue souffre d'une élongation axiale, due au cône de fréquences manquantes des systèmes en transmission [1-3]. La technique de tomographie par rotation du spécimen permet une résolution quasi-isotrope, mais il subsiste des fréquences manquantes [6], et de plus, nécessite un grand nombre de rotations du spécimen, toujours délicates à effectuer à l'échelle microscopique.

Nous avons montré qu'une résolution isotrope *et* améliorée pouvait être obtenue en combinant la microcopie tomographique diffractive par rotation d'illumination avec quelques rotations seulement du spécimen [4,7].



Pour des échantillons présentant une symétrie axiale, la transformation d'Abel permet de reconstruire les objets observés à partir d'une seule vue [8], ce qui simplifie le système d'acquisition, et permet une grande cadence de mesure si nécessaire. Mais cette approche, basée sur des projections, néglige en fait la diffraction, ce qui limite la résolution.

Selon la première approximation de Born [9], on montre qu'une rotation physique de l'échantillon est équivalente à une rotation numérique dans l'espace de Fourier des données enregistrées, réalisant ainsi une synthèse d'ouverture purement numérique. Une telle approche pourrait simplifier l'étude de spécimens comme des fibres optiques, des fibres naturelles (textile), ou de phénomènes comme certains écoulements en microfluidique. Si une meilleure résolution est nécessaire, l'utilisation d'une illumination inclinée permet d'étendre le spectre des fréquences d'un facteur 2, et donc de doubler la résolution. La figure 2 montre des simulations pour un objet creux, en holographie classique (illumination sur l'axe optique) et en holographie à illumination inclinée (au maximum de l'ouverture numérique), et reconstruites en tomographie par rotation des données.



Fig. 2 : Simulation de TDM pour des un objet axisymétrique. (a) : objet. (b) : spectre de Fourier acquis en holographie classique. (c) : recombinaison des données (d) : image reconstruite. (e) : spectre de Fourier acquis en holographie avec illumination inclinée. (f) : recombinaison des données. (g) : image reconstruite.

Références

- [1] M. Debailleul, B. Simon, V. Georges, V. Lauer and O. Haeberlé, Meas. Sci. Technol. 19, 074009 (2008)
- [2] M. Debailleul, V. Georges, B. Simon, R. Morin and O. Haeberlé, Opt. Lett. 34, p. 79 (2009)
- [3] V. Lauer, J. of Microscopy 205, p. 165 (2002)
- [4] B. Simon, et al., Optica 4, p. 460 (2017)
- [5] J. Bailleul, et al., Opt. Comm. (accepted) (2018) https://doi.org/10.1016/j.optcom.2017.11.008
- [6] S. Vertu, J.-J. Delaunay, I. Yamada and O. Haeberlé, C. Eur. J. of Phys. 7, p. 22 (2009)
- [7] S. Vertu, J. Flügge, J.-J. Delaunay, and O. Haeberlé, C. Eur. J. of Phys. 9, p. 969 (2011)
- [8] T. Fukuda, et al., Opt. Express 25, p. 18067 (2017)
- [9] E. Wolf. Opt. Comm. 1, p. 153 (1969)

MISE AU POINT PAR COÏNCIDENCE D'IMAGES EN MICROSCOPIE.

François Perraut¹

¹ Leida Research Lab, Le Fond de Rivière, 38134 Saint Joseph de Rivière, France

francois.perraut@leida.fr

Résumé

Pour réaliser la mise au point d'une image avec un microscope, nous avons mis au point une méthode d'illumination à deux ondes qui permet de dédoubler l'image d'un objet en présence d'un défocus. La distance entre les deux images permet de mesurer la valeur de la correction et le focus est correct lorsque les images sont superposées.

MOTS-CLEFS : *microscopie*, *autofocus*, *coïncidence*.

1. INTRODUCTION

La mise au point d'une image avec un microscope est toujours une opération délicate et subjective qui rebute les débutants et tous ceux qui ont des difficultés à observer aux oculaires. Par ailleurs, les dispositifs d'autofocus, indispensables à l'enregistrement automatique d'images (suivi cinétique, balayage d'une lame), imposent soit une analyse de l'image en cours, soit l'ajout d'un dispositif dédié pour mesurer le défaut de focus. La première approche est incompatible avec l'imagerie de fluorescence car les illuminations successives photo-dégradent l'échantillon. Par ailleurs, cette approche conduit à un autofocus peu rapide. La deuxième approche exige une instrumentation plus complexe et une incertitude sur l'exactitude de la mesure du défaut demeure.

Nous avons mis au point une nouvelle méthode basée sur un éclairage à deux ondes conduisant au dédoublement de l'image de l'objet observé : lorsque la focalisation n'est pas assurée, le dispositif forme deux images et l'écartement entre ces deux images est proportionnel au défaut de focus. Cette méthode permet d'aider la mise au point visuelle : quand les deux images coïncident, la mise au point est assurée, de manière similaires aux des stigmomètres des appareils photographiques. De plus, la mise au point est non subjective. Le dédoublement des images permet également de mesurer quantitativement et avec un traitement simple et rapide le défaut de mise point de façon automatique.

2. PRINCIPE DU DISPOSITIF

Cette nouvelle méthode consiste à illuminer l'objet avec deux sources ponctuelles monochromatiques, ici des diodes électroluminescentes (LED). Ces deux LED sont désaxées (voir Fig. 1) et chacune illumine l'objet sous une incidence donnée et chacune forme une image de l'objet. En présence d'un défocus, chaque image est décalée dans le plan image. Le choix de LED monochromatiques ponctuelles permet d'illuminer avec deux ondes quasi planes, ce qui augmente la profondeur de champ ; ainsi, la structure de l'objet reste visible pour des défocus importants. Avec la notation de la Fig. 1, l'Eq. 1 montre que la distance entre les deux images est reliée au défocus de façon proportionnelle :

$$\Delta O' = \Delta Z \times \left| \frac{y_{SI} - y_{S2}}{\overline{SO}} \right| \tag{1}$$



Fig. 1 : Gauche : principe du dédoublement d'image (S₁ et S₂ sont les sources ponctuelles, O l'objet, SO la distance du plan des sources au plan objet, [PFO] est le plan focal objet, ΔZ le défocus, O'₁ et O'₂ sont les conjuguées de l'image de O sur [PFO] et $\Delta O'$ la distance entre ces deux images. A droite : photo du dispositif.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les tests de validation de cette nouvelle méthode ont été effectués avec un microscope droit (BK 5000 Realux), un objectif 20X / 0.5 (Olympus), une caméra couleur 3 Mp (Toupcam - Touptek) et un réticule objet (0.1 mm / div). La source d'illumination est une source programmable (μ Light_{LT} -Leida Tech.) Pour la mise au point visuelle, deux LED vertes sont allumées en même temps. Le résultat est illustré en Fig. 2 à gauche. L'image du haut correspond à une image floue : on observe bien deux images du réticule. L'image du bas correspond à la position de mise au point avec une image unique qui résulte de la superposition parfaite des deux images du réticule. Pour la mesure du défaut de mise au point, on sélectionne une LED rouge et une LED bleue de la source. Une image couleur est enregistrée et on détermine la valeur du défaut de mise au point à partir de l'inter-corrélation des trames rouge et bleue de l'image. La courbe d'étalonnage est donnée en Fig. 2 à droite. La droite d'étalonnage (Fig. 2) est obtenue en traitant des images enregistrées pour différentes positions de mise au point.



Fig. 2 : Gauche : Illustration du principe de focus par coïncidence d'image (en haut, position hors focus, en bas, focalisation réalisée). Droite : droite d'étalonnage.

CONCLUSION

Cette nouvelle méthode de focalisation en microscopie est simple à mettre en œuvre. Elle permet d'aider à la mise au point visuelle en fournissant un critère plus objectif de netteté et de mesurer le défaut de focus avec une seule prise d'image et un calcul de corrélation d'image simple et rapide. L'installation de deux LED peut être réalisée à l'aide d'un support placé autour de l'optique du condenseur. Une autre solution est d'utiliser une source d'illumination programmable comme un condenseur électronique [1] ou une source à structuration spatio-chromatique comme celle représentée en Fig. 1.

[1] J. Arlow, "Introducing the Arlow-Abbe digital condenser," MicrobeHunter Microscopy Magazine, 14, June 2015.

MODELES DE CAVITES LASERS "STABILISEES" GEOMETRIQUEMENT

Ahmed Aissani¹, Sabrina Leghmizi¹

¹ Laboratoire d'électronique quantique, faculte de physique, USTHB, BP 32 El Alia, 16111 Bab Ezzouar, Alger, Algérie

aaissani@yahoo.fr

Résumé

Nous montrons ici, que les modèles de cavités lasers, dites « stabilisés », proposés dans la littérature, ne permettent pas d'obtenir une forme de raie symétrique quel que soit les paramètres de contrôle. Nous proposons alors une structure géométrique de cavité pour laquelle la raie est systématiquement symétrique. Dans ce cas, la fréquence du creux du Lamb-dip coïncide avec la fréquence de résonance du laser.

MOTS-CLEFS : cavité stabilisée ; forme de raie ; Lamb dip ; asymétrie.

1. INTRODUCTION

Dans plusieurs domaines de la physique [1,2], le Lamb dip est utilisé comme référence pour des mesures de fréquences et de longueurs. Ces mesures gagneraient en précision si la forme de raie était symétrique [3]. Les effets de lentilles induits par les inhomogénéités de population et de saturation dans le laser sont responsables de la dissymétrie de la raie [4]. Cependant, les paramètres géométriques peuvent moduler la compétition entre ces deux types d'hétérogénéités antagonistes et, parfois, les minimiser [3]. Pour cela, nous proposons une structure géométrique de cavité donnant en sortie une forme de raie symétrique, même lorsque des paramètres de contrôle varient, contrairement aux modèles proposés dans la littérature [5,6].

2. THÉORIE

La forme de raie à la sortie laser représente la puissance émise en fonction de la fréquence. Aussi, en partant des équations de Maxwell, on détermine l'amplitude du champ résonant dans la cavité, puis on spécifie l'expression obtenue en tout point du laser et, en tenant compte des conditions de continuité du champ, on obtient l'expression de la puissance de sortie en ζ_2 :

$$P(\zeta_{2}) = I(0,\zeta_{1}) \left[\frac{2 - (1 + 4\zeta_{1}^{2})q_{1}^{i}}{2 - (1 + 4\zeta_{2}^{2})q_{2}^{i}} \right] \left[1 - \exp\left(-\frac{b^{2}}{W_{0}^{2}} \cdot \frac{2 - (1 + 4\zeta_{1}^{2})q_{2}^{i}}{(1 + 4\zeta_{2}^{2})}\right) \right] \exp\left[-2\left(\frac{\omega}{c}W_{0}^{2}\right)k^{i} 1 + 2p_{F}^{i}\right]$$
(1)

La signification des différents paramètres est indiquée dans la référence [3].

3. ETUDE NUMÉRIQUE

Le calcul numérique concerne une cavité laser He-Ne opérant à 3,39 μ m. La cavité étudiée, de longueur D, est hémisphérique. Le rayon de courbure du miroir est fixé à R=600 mm, par contre la longueur L du milieu actif dépend du modèle choisi. La figure 1 représente, pour trois valeurs de gain, les formes de raie obtenues pour les deux modèles proposés. On constate que la raie n'est symétrique que pour une valeur particulière du gain, en accord avec les modèles proposés. Cependant, pour d'autres gains, elle devient dissymétrique, en désaccord avec les affirmations des auteurs.

Dans le modèle que nous proposons, la forme de raie est symétrique, quel que soit le gain comme cela est illustré sur la figure 2a. Pour confirmer cela, nous avons représenté sur la figure 2b les variations du diamètre du mode. Celles-ci ont des courbes quasi symétriques par rapport à la fréquence centrale. L'effet Garside [7] agit donc de la même manière pour les basses et hautes fréquences, ce qui explique la symétrie des la formes de raie obtenues.



Fig. 1 : Variations, en fonction de la fréquence, de la puissance de sortie pour 3 valeurs de gain; (a) Modèle 1: L=350 mm, et D=480 mm. (b) Modèle 2: L=400 mm, et D=456 mm.



Fig. 2 : Variations, en fonction de la fréquence, de (a) la puissance de sortie et (b) du diamètre du mode. L=200 mm, et D=500 mm. Le tube amplificateur est placé à 174 mm du miroir plan.

CONCLUSION

Ce travail nous a permit de proposer un modèle de cavité stabilisée donnant lieu à une forme de raie symétrique et pour laquelle la fréquence du creux du Lamb-dip, sur lequel peut être asservi le laser, correspond à celle du laser lui-même. Dès lors, son utilisation comme étalon devrait donner lieu à des mesures avec une meilleure précision par rapport aux modèles de cavité non stabilisées.

REFERENCES

[1] P. N. Barnes, G. W. Hart, "Precision spectroscopy using the Lamb dip in a pure ion plasma », Review of Scientific Instruments 64 (1993) 579-58.

[2] Z.D. Sun, R. M. Lees, L.H. Xu, "Precision Lamb-dip infrared spectra of the C–N stretching band of CH3NH2 with a CO2-laser/microwave-sideband spectrometer", J. Chem. Phys. 132 (2010)194310.

[3] A. Aissani, B. Meziane, K. Battou and O. Ziane, "Spectral-line asymmetry in double-output-cavity lasers", Optics & Laser Technology, vol. 42, pp. 439-446, 2009.

[4] G. Stephan, H. Trumper, "Inhomogeneity Effects in a Gas Laser", Phys. Rev. vol. A28, pp.2344-2362, 1983.

[5] A. Le Floch, J.M. Lenormand, R. LE Naour and J. P. Tache, "a critical geometry for lasers with internal lenslike Effects" J. Phys. Lett.vol. 43, pp. 493-498, 1982.

[6] P. Cerez, R. Felder, "Gas-lens effect and cavity design of some frequency-stabilized He-Ne lasers", Appl. Opt. vol. 22, pp. 1251-1256, 1983.

[7] B.K. Garside, "Laser mode locking using saturable absorbers", IEEE J. Quantum Electron. vol.4, pp. 940-948, 1968.

MODES QUASI-NORMAUX D'UN REFLECTEUR DE BRAGG NON DISSIPATIF : UNE FORMULATION UNIVERSELLE EN TERMES DE COUPLAGE DE MODES

Yann G. Boucher¹⁻², Lamis Al Sheikh³

¹ Institut Foton, UMR CNRS 6082, CS 80518, F-22305 Lannion cedex
 ² ENIB, CS 73862, F-29238 Brest cedex 3
 ³ Institut de Mathématiques de Bourgogne, UMR CNRS 5584, BP 47870, F-21078 Dijon cedex yann.boucher@enib.fr, lamis.al-sheikh@u-bourgogne.fr

Résumé

Les Modes Quasi-Normaux d'un Réflecteur de Bragg (DBR) non dissipatif sont décrits en termes de couplage de modes, où les seuls paramètres-clefs sont la constante de couplage (κL) et le désaccord de phase (δL) normalisés. La notion usuelle de « fréquence complexe » est ici remplacée par celle de « désaccord de phase complexe », ce qui permet d'opérer la jonction formelle avec les conditions d'oscillation d'un laser à rétroaction distribuée (DFB).

MOTS-CLEFS : *Modes Quasi-Normaux (QNM) ; Théorie des Modes Couplés (CMT) ; Réflecteur de Bragg (DBR) ; Laser à rétroaction distribuée (DFB).*

1. INTRODUCTION

Les Modes Quasi-Normaux (QNM) d'une structure non dissipative se répartissent selon un spectre de fréquences angulaires complexes dont les parties réelle et imaginaire caractérisent respectivement les résonances propres et leur largeur spectrale [1]. Dans ce qui suit, nous nous intéressons spécifiquement à une structure-test à portée universelle, le Réflecteur de Bragg (ou cristal photonique 1D de taille finie), analysée en termes de paramètres normalisés.

2. REFLECTEUR DE BRAGG NON DISSIPATIF

On considère un DBR non dissipatif de période Λ , de maille élémentaire symétrique, d'indice de réfraction moyen n_m (ou indice effectif en cas de propagation guidée), de longueur totale L(supposée égale, sans perte de généralité, à un nombre entier N de périodes), sans effets de bord. La dépendance temporelle est en $\exp(+i \omega t)$. En termes de couplages de modes, les paramètres-clefs sont la constante de couplage κL (réel positif) et le désaccord de phase δL (réel), quantités adimensionnelles normalisées par rapport à la longueur totale L d'interaction. Dans le cadre d'un traitement standard en perturbation [2], κ est proportionnel à l'amplitude de la modulation d'indice, tandis que δ , qui s'interprète comme l'écart entre le vecteur d'onde moyen $\beta = n_m (\omega/c)$ et le vecteur d'onde de Bragg $\beta_B = \pi/\Lambda$, porte à ce titre l'essentiel de l'information spectrale. Cependant, toute structure périodique non dissipative est toujours décrite par un unique couple ($\kappa\Lambda$, $\delta\Lambda$) que l'on extrait sans ambiguïté de la matrice de transfert d'une maille élémentaire [3].

Tout calcul fait, la matrice de transfert de la structure, qui connecte les champs co- et contrapropagatifs entre les abscisses z_0 et $z_s = z_0 + L$, prend la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix} = \frac{1}{\gamma L} \begin{pmatrix} (\gamma L \operatorname{ch}(\gamma L) + i \,\delta L \operatorname{sh}(\gamma L)) e^{+i\beta_B L} & (+i \kappa L \operatorname{sh}(\gamma L)) e^{-i\beta_B L} \\ (-i \kappa L \operatorname{sh}(\gamma L)) e^{i\beta_B L} & (\gamma L \operatorname{ch}(\gamma L) - i \,\delta L \operatorname{sh}(\gamma L)) e^{-i\beta_B L} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_s^+ \\ E_s^- \end{pmatrix},$$
(1)

où $\gamma = (\kappa^2 - \delta^2)^{1/2}$. La bande interdite correspond donc à la gamme $\delta L \in [-\kappa L, \kappa L]$.

Par ailleurs, les Modes Quasi-Normaux ont pour propriété d'annuler le coefficient M_{11} de la matrice de transfert [1] : ils vérifient donc la condition th $(\gamma L) = i (\gamma L / \delta L)$.

3. MODES QUASI-NORMAUX ET SEUIL D'OSCILLATION

Or, on peut y reconnaître la condition de *seuil d'oscillation* d'un laser à rétroaction distribuée (DFB) à couplage pur par l'indice (*i.e.* à distribution uniforme du gain), qui se décrit de façon similaire, au prix du simple remplacement formel de δL par le nombre complexe ($\delta L + i \alpha L$) [4]. Cette équation admet un spectre discret de solutions ; pour chacune d'elles, δL donne la fréquence de résonance, tandis que le paramètre αL peut s'interpréter de deux manières distinctes : soit comme la partie imaginaire de la fréquence complexe du QNM correspondant, qui mesure le facteur de qualité de la résonance ; soit comme le *gain modal* nécessaire à l'oscillation de la structure, considérée en tant que laser. Un exemple de cartographie modale est reporté en Fig. 1, en regard du *Massif de Bragg* universel sur lequel s'inscrit nécessairement la trajectoire en réflexion associée à tout DBR non dissipatif, quel qu'il soit [5].



Fig. 1 : (a) Massif de Bragg universel, représenté en relief dans le plan (δL , κL). (b) Cartographie modale des QNM dans le plan (δL , αL), pour $\kappa L \in [1; 5,5]$: plus le couplage augmente, plus la bande interdite s'élargit, et plus la valeur de αL diminue. Les modes de plus bas seuil sont ceux situés en bord de bande interdite.

D'un point de vue qualitatif, on remarque qu'à la différence d'une cavité résonnante standard de type Fabry-Perot, les modes quasi-normaux ne sont ni équirépartis, ni équivalents : les plus proches de la bande interdite bénéficient d'un facteur de qualité plus élevé que les autres. Ils jouent donc un rôle plus important que les autres dans la base globale de reconstruction des champs.

CONCLUSION

Appliqué à l'exemple emblématique d'un cristal photonique 1D, le puissant (autant qu'élégant) formalisme du couplage de modes permet d'opérer la jonction entre les Modes Quasi-Normaux d'un Réflecteur de Bragg non dissipatif (DBR) et les modes d'oscillation d'un laser à rétroaction distribuée (DFB) à couplage pur par l'indice. Le caractère universel d'une telle approche se révèle par le fait que les expressions obtenues, en paramètres réduits, ne dépendent ni du nombre de périodes, ni du détail de la maille élémentaire, ni de ses dimensions, ni même de la nature physique (optique, acoustique, quantique...) de l'onde considérée.

REFERENCES

[1] P. Lalanne, W. Yan, K. Vynck, C. Sauvan, and J.-P. Hugonin, "Light interaction with photonic and plasmonic resonances", ArXiv, 2017, <u>https://arxiv.org/abs/1705.02433</u>

- [2] A. Yariv & P. Yeh, Optical Waves in Crystals, Wiley, 1984.
- [3] N. Matuschek, F.X. Kärtner, and U. Keller, "Exact Coupled-Mode Theories for Multilayer Interference Coatings with Arbitrary Strong Index Modulations", IEEE J. Quantum Electron., Vol. 33, pp. 295-302, 1997.
- [4] H. Kogelnik & C.V. Shank, "Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers", J. Appl. Phys., Vol. 43 (5), pp. 2327-2335, 1972.
- [5] Y.G. Boucher, "Fundamentals of Couplonics", Proc. SPIE Vol. 6182, 61821E, 2006.

OSCILLATEUR OPTOELECTRONIQUE COUPLE POUR LA GENERATION D'ONDES MILLIMETRIQUES A HAUTE PURETE SPECTRALE

Aliou Ly, Ramin Khayatzadeh¹, Vincent Auroux², Napoleon Gutierrez, Arnaud Fernandez, Olivier Llopis

LAAS-CNRS, UPS, Laboratoire d'analyse et d'architecture des systèmes, 31031 Toulouse, France ¹aujourd'hui à Huawei, Paris, ²aujourd'hui à Assystem, Toulouse

aly@laas.fr

Résumé

Un oscillateur optoélectronique couplé à 30 GHz fait l'objet d'une étude expérimentale et théorique. Le bruit de phase du signal à 30 GHz est particulièrement optimisé. La capacité du système à délivrer des signaux à plus haute fréquence en exploitant la non-linéarité du peigne optique est présenté, avec un exemple de génération de signal à 90 GHz.

MOTS-CLEFS : *oscillateur micro-ondes, laser à modes verrouillés, bruit de phase*

1. INTRODUCTION

L'oscillateur optoélectronique couplé, ou COEO (Figure 1), est un dispositif efficace pour la génération de signaux micro-ondes et de peignes de fréquence optiques à haute pureté spectrale. Il est composé d'un oscillateur optique et d'un oscillateur micro-onde couplés. Proposé en 1997 [1], il a depuis fait l'objet d'un très grand nombre de publications concernant notamment des approches de modélisation [2] et l'optimisation de ses performances en bruit de phase [3]. Toutefois, ces travaux visaient la réalisation de systèmes en gamme micro-onde, c'est-à-dire généralement autour de 10 GHz. Pourtant, ces dispositifs sont parfaitement adaptés à la génération de fréquences plus élevées. La seule limitation provient de la bande passante des composants électroniques et optoélectroniques : le modulateur, l'amplificateur RF, le filtre RF et la photodiode.

Nous avons donc conçu notre COEO à 30 GHz (début de la gamme millimétrique) et optimisé ses performances en nous basant sur l'observation conjointe du peigne de fréquence optique qu'il génère et du bruit de phase RF du signal de battement. Nous présentons ici la réalisation du système, sa modélisation basée sur la contribution en bruit des deux composants actifs le constituant et son exploitation pour la génération de fréquences au voisinage de 100 GHz.

2. MONTAGE EXPERIMENTAL

Les éléments constitutifs du COEO sont représentés sur la Figure 1. La boucle optique comprend un amplificateur optique à semiconducteur (SOA), un filtre de Bragg, une bobine de fibre SMF de 400 m et un contrôleur de polarisation. La dispersion fréquentielle apportée par la bobine fibrée est à peu près compensée par le filtre de Bragg chirpé (CFBG) qui présente une dispersion de -7ps/nm. La boucle RF est quant à elle composée d'une photodiode U2T 75 GHz, d'un amplificateur Spacek Labs, d'un filtre, d'un déphaseur et d'un modulateur Photline 40G. Elle est précédée d'une bobine de fibre SMF de 200 m. Le filtre RF a été conçu spécialement au LAAS pour cette application à partir d'une céramique diélectrique à forte permittivité (Temex). Dans ce système, c'est le filtre RF qui permet la sélection des modes optiques et le fonctionnement à 30 GHz du laser à modes verrouillés. Le système est ensuite optimisé de façon à générer un peigne large et donc une impulsion optique étroite. Le contraste des raies observées à l'analyseur de spectre optique (OSA) est étroitement corrélé à la pureté spectrale du signal de battement, lequel est mesuré de façon grossière sur un analyseur de spectre électrique (ESA) et de façon plus fine sur un analyseur de signal Keysight E5052B. Les paramètres d'optimisation sont principalement le déphaseur RF, le contrôleur de polarisation optique et la tension de polarisation du modulateur.

3. MODELISATION EN BRUIT

Les composants générant du bruit près de la porteuse sont principalement l'amplificateur RF et le SOA. Le bruit de ces deux composants est mesuré indépendamment. Une approche de modélisation [4] s'est révélée intéressante pour expliquer, au moins qualitativement, le comportement de ce système. Elle étudie le parcours de la phase RF sur les deux boucles et un résonateur est ajouté au niveau de la boucle optique pour rendre compte du comportement résonant de cette dernière. Le système se comporte ainsi comme deux oscillateurs couplés, avec un bruit très faible pour l'oscillateur optique et un bruit plus élevé pour l'oscillateur optoélectronique.

4. PERFORMANCES MESUREES

Le signal en sortie de photodiode (donc avant amplification) présente un niveau de l'ordre de -5 dBm à 30 GHz et -15 dBm à 90 GHz. Cette dernière performance est remarquable, en particulier si on tient compte du fait que la fréquence de 90 GHz est au-delà de la fréquence de coupure de la photodiode utilisée (75 GHz selon le constructeur). Elle permet d'assurer un excellent rapport signal à bruit à cette fréquence très élevée. Le bruit de phase en proche porteuse est représenté en Figure 2. Au-delà de quelques kilohertz, le bruit de phase n'est plus mesurable, malgré l'utilisation de la technique de corrélation avec un facteur 300 sur le banc E5052B. Plus près de la porteuse, à 1 kHz, la performance obtenue surpasse les meilleures synthèses à base de quartz multipliés.



-20 E5052B at 30 GHz Phase noise (dBc/Hz) E5052B at 90 GHz -40 COEO 30 GHz -60 COEO 90 GHz -80 -100 -120 -140 -160 10² 10⁵ 10⁶ 10¹ 10^{3} 10⁴ Offset frequency (Hz)

Fig. 1 : Dispositif expérimental du COEO 30 GHz, avec en noir les composants optiques ou optoélectroniques et en violet les composants électroniques.

Fig. 2 : Bruit de phase à 30 GHz et 90 GHz du COEO et planchers de bruit correspondants du banc de mesure E5052B (cor = 300).

CONCLUSION

L'oscillateur optoélectronique couplé se révèle particulièrement performant dans la gamme haute des hyperfréquences. Les applications potentielles sont nombreuses et pourront se décliner aussi bien dans le domaine hyperfréquence que dans le domaine optique. La stabilité du signal à moyen terme et la sensibilité aux vibrations seront d'autres objectifs de travaux à venir.

REMERCIEMENTS

Nous tenons à remercier la délégation générale à l'armement (DGA) et la région Occitanie.

Références

- [1] X. S. Yao, L. Maleki, «Dual Microwave and Optical Oscillator», Optics Lett. Vol. 22, Iss. 24, pp. 1867-1869, 1997.
- [2] A. B. Matsko, D. Eliyahu et L. Maleki, "Theory of coupled optoelectronic microwave oscillator II: phase noise" J. Opt. Soc. Am. B, vol. 30, n° 12, pp. 3316-3323, 2013.
- [3] E. Salik, N. Yu, L. Maleki, «An ultralow phase noise coupled optoelectronic oscillator», IEEE Photon. Tech. Lett., vol. 19, n° 6, pp. 444-446, 2007.
- [4] R. Khayatzadeh, V. Auroux, G. Bailly, A. Fernandez, O. Llopis, "Phase Noise Study Based on Transfer function in Coupled Optoelectronic Oscillators", Proc. of the IEEE Int. Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP), Beijing, 2017.

PT-Symetrie dans un systeme de guides d'onde periodiques couples

Yann G. Boucher¹⁻², Patrice Féron¹

¹ Institut Foton, UMR CNRS 6082, CS 80518, F-22305 Lannion cedex, France ² ENIB, CS 73862, 29238 Brest cedex 3, France yann.boucher@enib.fr, patrice.feron@enssat.fr

Résumé

Le puissant formalisme du couplage de modes permet de décrire un système constitué de deux guides d'ondes périodiques couplés en configuration PT-symétrique. Les paramètres de répartition sont obtenus sous forme analytique, le système à quatre ondes se découplant naturellement en deux sous-systèmes à deux ondes.

MOTS-CLEFS : *PT-Symétrie* ; *Couplage de modes (CMT) ; Réflecteur de Bragg (DBR) ; Rétroaction distribuée (DFB).*

1. INTRODUCTION

La Symétrie Parité-Temps transposée à l'Optique a récemment donné lieu à de nombreuses études [1-2]. Le formalisme du couplage de modes [3] s'avère particulièrement adapté à la description d'un système modèle : un coupleur directionnel constitué de deux guides d'onde monomodes en accord de phase, l'un amplificateur et l'autre atténuateur, le gain modal de l'un compensant exactement, à la fréquence de travail, les pertes modales de l'autre [4]. Dans un travail récent [5], nous avons considéré un tel coupleur directionnel PT-symétrique inséré en cavité résonnante. Nous nous intéressons ici à une cavité *distribuée* : périodiques, les guides couplés ne sont autres que deux réflecteurs de Bragg, l'un amplificateur, l'autre atténuateur, de même constante de couplage contradirectionnel.

2. GUIDES D'ONDE PERIODIQUES COUPLES

Le système modèle est schématiquement représenté sur la Fig. 1.



Fig. 1 : Description schématique du coupleur PT-symétrique. (a) Version co-directionnelle standard : le guide d'onde amplificateur (*p*) est couplé au guide d'onde atténuateur (*q*), le gain modal (*α*) du guide (*p*) compensant exactement les pertes modales du guide (*q*). (b) Version Λ-périodique, à couplage pur par l'indice, avec des modulations de même période, de même phase et de même amplitude.

La dépendance temporelle est en $\exp(+i \omega t)$. Sans perte de généralité, les coefficients de couplage co- et contra-directionnel, respectivement χ et κ , sont réels positifs. On note $\beta_B = \pi/\Lambda$ le vecteur d'onde de Bragg, n_m l'indice (effectif) moyen commun aux deux guide, $\beta = n_m (\omega/c)$ le vecteur d'onde réel, $\delta = \beta - \beta_B$ le désaccord de phase, α le gain modal du guide amplificateur.

Les enveloppes lentement variables des champs suivent l'équation d'évolution suivante :

$$i\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} A_p^+ \\ A_p^- \\ A_q^+ \\ A_q^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \delta + i\alpha & \kappa & \chi & 0 \\ -\kappa & -(\delta + i\alpha) & 0 & -\chi \\ \chi & 0 & \delta - i\alpha & \kappa \\ 0 & -\chi & -\kappa & -(\delta - i\alpha) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_p^+ \\ A_p^- \\ A_q^+ \\ A_q^- \end{pmatrix}.$$
(1)

Dans le cas limite d'une structure périodique sans gain ni pertes ($\alpha = 0$), le système se scinde naturellement en deux sous-systèmes respectivement *pair* (*e*) et *impair* (*o*) [6]. Par ailleurs, dans un coupleur PT-symétrique non périodique ($\kappa = 0$), le terme α joue le rôle d'une *constante de couplage* entre les modes (*e*) et (*o*); les nouveaux supermodes (*u*) et (*v*) sont alors parfaitement définis, à l'exception notable du *point exceptionnel* pour lequel $\alpha = \chi$, seuil de brisure de PT-symétrie où les valeurs propres basculent de réelles à complexes.

Or, il est instructif de réécrire l'équation d'évolution (1) dans la base (u, v), lorsque définie :

$$i\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} A_{u}^{+} \\ A_{u}^{-} \\ A_{v}^{+} \\ A_{v}^{-} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \delta + \Gamma & \kappa & 0 & 0 \\ -\kappa & -(\delta + \Gamma) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \delta - \Gamma & \kappa \\ 0 & 0 & -\kappa & -(\delta - \Gamma) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{u}^{+} \\ A_{u}^{-} \\ A_{v}^{+} \end{pmatrix},$$
(2)

où $\Gamma = (\chi^2 - \alpha^2)^{1/2}$. Formellement, chaque supermode (u, v) se trouve en présence d'un réflecteur de Bragg (DBR) qui lui est propre. Tant que $\alpha < \chi$, $\Gamma \in \mathbb{R}^+$, et les deux DBR équivalents sont passifs mais décalés en fréquence ; pour $\alpha > \chi$, Γ devient imaginaire pur, le supermode (u) est amplifié tandis que le supermode (v) est atténué ; la structure (u) étant équivalente à un amplificateur à rétroaction distribuée (DFB), elle peut même atteindre le seuil d'oscillation. Ce fonctionnement, paradoxal pour un système qui présente autant de pertes que de gain, s'explique par la distribution transverse du mode (u), essentiellement présent dans le guide amplificateur (p). Enfin, dans le cas critique $\alpha = \chi$, pour lequel l'opérateur n'est pas diagonalisable, l'équation se résout directement et sans difficulté particulière.

Les *paramètres de répartition* du coupleur dans la base initiale (p, q) en découlent, par simple superposition linéaire des coefficients de transmission ou de réflexion complexes des supermodes.

CONCLUSION

La base des supermodes (u, v) du coupleur PT-symétrique directionnel s'avère parfaitement adaptée à la description du système périodisé. En termes de couplage de modes, on obtient sous forme analytique, en fonction de paramètres adimensionnels normalisés, l'expression exacte de tous les paramètres de répartition de la structure. Par ailleurs, celle-ci s'interprète comme un double système de réseaux périodiques résonnants, le point exceptionnel de rupture de la PT-symétrie marquant le seuil de basculement d'un fonctionnement purement non-dissipatif de type DBR à un autre, actif ou atténuateur selon le supermode considéré, de type DFB.

REFERENCES

[1] Voir le site "The PT Symmeter": <u>http://ptsymmetry.net/</u>

[2] C.E. Rüter, K.G. Makris, R. El-Ganainy, D.N. Christodoulides, M. Segev and D. Kip, "Observation of parity-time symmetry in optics, Nature Phys., Vol. 6, pp. 192-195, March 2010.

[3] A. Yariv & P. Yeh, Optical Waves in Crystals, Wiley, 1984.

[4] Y. Li, X. Guo, C. Xu, J. Yang, X. Jiang, and M. Wang, "Coupled Mode Theory Under The Parity-Time Symmetry Frame", J. Lightwave Technol., Vol. 31 (15), pp. 2477-2481, 2013.

[5] Y.G. Boucher and P. Féron, "Mode Coupling and Scattering Parameters in a Parity-Time Symmetric Resonant Integrated Coupler", IEEE J. Quantum Electron., Vol. 54 (1), 6300206, 2018.

[6] Y.G. Boucher, "Fundamentals of Couplonics", Proc. SPIE Vol. 6182, 61821E, 2006.

RECONSTRUCTION AVEUGLE DE PHASE EN MICROSCOPIE

Rémi de Guiran¹, François Perraut¹, Jean-Pierre Fayol²

¹ Leida Research Lab, Le Fond de Rivière, 38134 Saint Joseph de Rivière ² Laboratoire de Contrôle des Pollens, 80 Montée de la Rivière, 38840 Saint Lattier

francois.perraut@leida.fr

Résumé

Il est possible d'obtenir une image de phase quantitative en microscopie par traitement numérique d'une image de contraste de phase différentiel mais les procédures connues imposent une connaissance précise de nombreux paramètres expérimentaux. Dans cette communication, nous montrons qu'il est possible de reconstruire l'image de phase en aveugle.

MOTS-CLEFS : phase, imagerie, microscopie.

1. INTRODUCTION

L'imagerie de phase (contraste de phase, contraste différentiel interférométrique, holographie numérique) permet l'étude du comportement des cellules vivantes à l'échelle individuelle sans marquage. L'absence du marquage permet d'éviter les limitations inhérentes aux sondes fluorescentes (photo-toxicité, photo-blanchiment) et ainsi d'étudier l'évolution des cellules dans un environnement bien contrôlé. L'absence de marquage permet également de simplifier les protocoles de préparation des échantillons. Les techniques de contraste de phase traditionnelles ne sont pas quantitatives et ne fournissent pas une mesure directe du retard de phase introduit par l'interaction avec l'échantillon. De nombreux travaux ont eu lieu ces dernières années pour apporter des solutions techniques dont certains ont abouti à des appareils commerciaux [1]. Il est possible d'obtenir une image de phase quantitative à partir du traitement de plusieurs images obtenues en illumination oblique [2] et cette approche a récemment été exploitée en remplaçant le condenseur traditionnel par une source de lumière programmable à sources discrètes [3] : l'image de phase est obtenue par la déconvolution des images par une fonction de transfert (WOTF) qui impose de connaître précisément les paramètres instrumentaux (positions selon X, Y et Z des sources, longueur d'onde, ouverture numérique de l'objectif, grandissement effectif) ce qui impose une contrainte forte pour une utilisation en routine. Nous montrons dans cette communication qu'il est possible de reconstruire une image de phase sans connaissance a priori des paramètres instrumentaux

2. PRINCIPE DE LA RECONSTRUCTION DE PHASE

La reconstruction d'une image de phase à partir d'images obtenues en illumination oblique passe par le calcul d'une image de contraste de phase différentiel (DPC) qui consiste à faire la différence entre deux images obtenues avec deux directions d'illumination opposées (voir Fig. 1). L'image de DPC est analogue à la dérivée de l'image de phase [4] et l'obtention de l'image de phase s'apparente à une intégration 2D qu'on réalise en combinant une transformée de Hilbert et la fonction de transfert optique du microscope.



Fig. 1 : Principe de l'imagerie en contraste de phase différentiel. Images d'un réseau de phase (taille du motif : 2.5 μm, profondeur de gravure : 85 nm).

3. RESULTATS

Dans un premier temps, nous montrons avec des images synthétiques que cette nouvelle fonction de transfert donne un résultat proportionnel à l'épaisseur optique, c'est-à-dire au produit de l'épaisseur mécanique et de l'indice de réfraction (voir Fig. 2-A). Nous appliquons ensuite le traitement proposé à des images expérimentales obtenues avec un microscope (DMLB, Leica) équipé d'une objectif 63X/0.80 et d'une caméra couleur (ToupCam-Touptek) et d'une source à LED programmable (µLight_{LT}-Leida Tech.). Cette technique est appliquée à l'analyse de grains de pollen non marqués (Fig. 2-C) : les structures internes du pollen sont bien visibles dans l'image de phase. La reconstruction de phase a été effectuée sans aucune connaissance des conditions d'enregistrement des images.



Fig. 2 : A : test de linéarité sur images synthétique. B : image fond clair d'un grain de pollen. C : perspective en fausses couleurs : image de phase).

CONCLUSION

Nous avons montré que la reconstruction de la phase à partir d'une image de DPC est possible à l'aide d'une transformation n'imposant pas de connaître les paramètres du microscope. Cette nouvelle approche permet de simplifier considérablement le protocole expérimental et offre la possibilité d'une utilisation de routine. La relation linéaire entre la phase réelle et la phase reconstruite montre que moyennant un étalonnage, la mesure quantitative sera possible.

Références

[1] E. Holden, A Tarnok, and Gabriel Popescu. « Quantitative phase imaging for label-free cytometry ». Cytometry Part A 91, nº 5 (2017): 407–11.

[2] W.C Stewart, « On Differential Phase Contrast with an Extended Illumination Source ». Journal of the Optical Society of America 66, nº 8 (1 août 1976): 813.

[3] T. Lei, and L. Waller. «Quantitative Differential Phase Contrast Imaging in an LED Array Microscope ». Optics Express 23, n° 9 (4 mai 2015): 11394.

[4] Arnison, M. R., C. J. Cogswell, N. I. Smith, P. W. Fekete, et K. G. Larkin. « Using the Hilbert Transform for 3D Visualization of Differential Interference Contrast Microscope Images ». Journal of Microscopy 199, nº 1 (juillet 2000): 79-84.

SYSTEME D'IMAGERIE PHASE-FLUORESCENCE GRAND CHAMP

Isaure de Kernier^{1,2}, Nelly Rongeat³, Anaïs Ali-Chérif³, Sophie Morales¹, Serge Monneret², Pierre Blandin¹

¹ Univ. Grenoble Alpes, CEA, LETI, MINATEC Campus, Technologies for Health and Biology Division, F-38054 Grenoble, France ² Aix Marseille Univ, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, Marseille, France ³ HORIBA ABX SAS, Montpellier, France

isaure.dekernier@cea.fr

Résumé

Le couplage de l'imagerie de fluorescence à une mesure quantitative de la phase permet d'obtenir des contrastes complémentaires afin de mieux caractériser des objets et phénomènes biologiques. Nous présentons ici un système optique capable d'imager selon les deux modalités un grand champ de vue permettant d'obtenir une statistique intéressante pour des applications hématologiques.

MOTS-CLEFS : *imagerie de phase quantitative; microscopie de fluorescence; microscopie grand champ*

1. INTRODUCTION

L'imagerie de phase donne accès à des informations d'intérêt en biologie, telles que les caractéristiques morphologiques ou structurelles de l'échantillon, comme par exemple la masse sèche pour des cellules [1]. D'autre part, dans certains domaines de recherche comme la biologie cellulaire, la microscopie de fluorescence est la technique d'imagerie de référence. En effet, la fluorescence assure des rapports signal à bruit élevés et permet de marquer spécifiquement certains organites ou protéines d'une cellule, donnant accès à une haute spécificité. Ces deux modalités sont donc complémentaires.

Leur couplage a été démontré en 2D et 3D pour des applications en imagerie cellulaire et moléculaire [2]. Cependant ces systèmes sont limités en champ de vue car ils utilisent des optiques à fort grandissement. Toutefois, pour l'étude statistique de populations cellulaires comme les cellules sanguines en hématologie, la cytométrie de flux demeure la méthode de référence. Il est donc intéressant d'imager avec ces deux modalité complémentaires des objets avec une forte statistique, en une seule prise de vue, d'où la nécessité d'avoir un grand champ.

Nous proposons ici une configuration expérimentale « en ligne » qui permet d'associer imagerie bimodale phase/ fluorescence et grand champ. L'une des applications ciblées pour ce système est l'imagerie d'échantillons en hématologie.

2. SYSTEME D'IMAGERIE

Le système est composé d'une voie commune pour l'imagerie en transmission et en fluorescence. Les caractéristiques de la source d'excitation sont choisies selon la modalité visée : propriétés spectrales pour l'excitation de la fluorescence, propriétés de cohérence pour l'imagerie en transmission. Nous démontrons un champ de 30 mm² pour 3 µm de résolution sur tout le champ de vue.

Dans le système proposé, l'image de phase résulte d'une reconstruction numérique à partir d'images acquises en transmission. L'onde incidente diffractée peut être décrite par ses distributions de module et de phase :

$$A(\vec{r}) = m(\vec{r}) \times ei\varphi(\vec{r}) \tag{1}$$

En particulier, l'intensité c'est-à-dire le module au carré de ce champ complexe, peut être enregistrée sur un capteur dans un plan z donné [3]. La propagation du champ dans un plan $z \neq 0$ dit *hors focus* ou *défocalisé* introduit un contraste dépendant de la phase de l'objet. L'équation de transport d'intensité (TIE) permet de relier la dérivée l'intensité dans la direction de propagation à la dérivée seconde de la phase. [4]

$$\nabla_{\perp} \cdot \left[I(\mathbf{r}_{\perp}, z) \nabla_{\perp} \varphi(\mathbf{r}_{\perp}, z) \right] = -\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\partial I(\mathbf{r}_{\perp}, z)}{\partial z}$$
(2)

La phase φ de l'objet peut alors être reconstruite dans le plan objet z=0 à partir de plusieurs acquisitions dans des plans z différents.

3. APPLICATIONS

Le système proposé permet d'imager des échantillons de faible absorbance et fortement déphasants. Nous avons caractérisé ses performances sur des objets calibrés (mire USAF, billes fluorescentes). Des acquisitions sur des échantillons biologiques divers ont également été réalisées afin de démontrer la pertinence du système pour des problématiques biologiques, en particulier en hématologie.



Figure 1. Imagerie bimodale transmission-fluorescence d'une lame d'anatomo-pathologie

CONCLUSION

Nous proposons un montage optique pour réaliser de l'imagerie bimodale en phase et fluorescence d'objets biologiques. La particularité du système réside dans son grand champ de vue. Une étude des compromis entre le champ de vue, la résolution et la sensibilité permettra d'optimiser le montage pour permettre l'imagerie de petits objets faiblement déphasants.

REFERENCES

[1] G. Popescu, T. Ikeda, R. R. Dasari, and M. S. Feld, "Diffraction phase microscopy for quantifying cell structure and dynamics," *Opt. Lett.* 31,775-777 (2006)

[2] Y. Park, G. Popescu, K. Badizadegan, R. R. Dasari, and M. S. Feld, "Diffraction phase and fluorescence microscopy," *Opt. Express*, vol. 14, no. 18 (2006).

[3] J.W. Goodman, "Digital image formation from electronically detected holograms", *Appl. Phys. Lett.*, no 11, pp.77-79

[4] L. Waller, "Computational phase imaging based on intensity transport", PhD Thesis, Department of Electrical Engineering and Computer Science, Massachusetts Institute of Technology, June 2010