





Horizons de l'Optique



Villetaneuse, 8-11 Juillet 2013

Nano-photonique Photonique Organique





Présentations posters

Session posters Horizons - Autres thématiques

P85	Procédé Collectif d'Auto-Ecriture de Microoptiques en Polymère Pour la Focalisation de VCSELs D. Barat, <u>V. Bardinal</u> , I. Dika, O. Soppera, A. Rumyantseva, B. Reig, M. Renault, A. Bruyant, T. Camps, JB. Doucet, JP. Malval et E. Daran	
	LAAS-CNRS	93
P86	Capteur multi-pixels dédié à l'analyse interférométrique de la lumière diffuse K. Barjean, E. Tinet, D. Ettori et JM. Tualle	95
D97	Laboratoire de Physique des Lasers UMR CNRS 7538, Université Paris 13	93
P87	<u>C. Carré</u> , A. Chan Yong, K. Heggarty, G. Vignaud et I. Pillin	
	Foton (UMR CNRS 6082), ENSSAT.	97
P88	Optimisation de nouveaux systèmes photoamorceurs de polymérisation pour le stockage d'informations par holographie <u>C. Carré</u> , A. Chan Yong, F. Peresse, A. Ibrahim, C. Ley et X. Allonas Foton (UMR CNRS 6082), ENSSAT	99
P89	Oscillateur Microonde à THz Ultra-Stable	77
10)	G. Danion, G. Loas, L. Frein, C. Hamel, A. Carré, S. Bouhier, M. Vallet, M. Brunel, A. Rolland, M. Alouini, F. Bondu, A. Brillet,	
	JP. Coulon, F. Cleva, M. Merzougui, A. Beck, G. Ducourneau, JF. Lampin, M. Zaknoune, C. Coinon, X. Wallart, E. Peytavit, T. Akalin, G. Pillet, L. Morvan, G. Baili et J. Bourderionnet Institut de Physique de Rennes	10
P90	Compensation ultra-rapide de la turbidité de milieux biologiques en mouvement par conjugaison de phase en amplifi-	10
1,00	cation paramétrique optique.	
	F. Devaux et E. Lantz	
	Département d'Optique P.M. Dufieux, Institut FEMTO-St UMR 6174 CNRS	103
P91	Analyse temporelle et polarimétrique d'une impulsion lumineuse transmise par un milieu diffusant à l'aide de simulations numériques par PSTD tri-dimensionnelle <u>F. Devaux</u> et E. Lantz	
	Département d'Optique P.M. Dufieux, Institut FEMTO-St UMR 6174 CNRS	10:
P92	Capteur optique de CO2 à base de fibre GaGeSbS : Dy3+	
	<u>JL. Doualan</u> , A.L. Pelé, A. Braud, W. Bolaños, P. Camy, J. Troles, B. Bureau, V. Nazabal, L. Quetel et K. Michel Centre de Recherche sur les ions, les matériaux et la photonique (CIMAP) UMR 6252CEA-CNRS-ENSICAEN	10
P93	Laser à état solide bi-fréquence sans bruit d'antiphase	10
1 /3	A. El Amili, G. Loas, S. De, S. Schwartz, G. Feugnet, JP. Pocholle, F. Bretenaker et M. Alouini	
	Institut de Physique de Rennes	109
P94	Mesure de déformations du gainage de combustible nucléaire par Interférométrie de Speckle	
	M. Fabert, L. Gallais et Y. Pontillon	11
D05	Institut Fresnel	11
P95	J. Fade, E. Schaub et M. Alouini	
	Institut de Physique de Rennes UMR CNRS 6251	11.
P96	Tomographie par cohérence optique plein champ à haute résolution dans trois bandes spectrales	
	A. Federici et A. Dubois	
	Institut d'Optique Graduate School Paris Tech - Laboratoire Charles Fabry	11:
P97	Cinétique de traduction de ribosomes eucaryotes individuels par microscope de fluorescence	
	N. Fiszman, H. Chommy, A. Le Gall, D. Dulin, M. Saguy, O. Namy, <u>N. Westbrook</u> et K. Perronet	1.17
DOS	Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique	11′
P98	A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, M. Lequime et C. Amra	
	Institut Fresnel	118
P99	Imagerie à travers des milieux complexes avec un microscope plénoptique acousto-optique nouvelle génération <u>W. Glastre</u> , O. Jacquin, O. Hugon, H. Guillet De Chatellus et E. Lacot	
7.400	Laboratoire Interdisciplinaire de Physique	120
P100	Caractérisation de l'architecture du collagène par microscopie de second harmonique résolue en polarisation <u>I. Gusachenko</u> , G. Latour, Y. Goulam Houssen, V. Tran, A. Allain et MC. Schanne-Klein	
	Laboratoire d'Optique et Biosciences - Ecole Polytechnique - CNRS	122
P101	Analyse in situ des objets du patrimoine par microscopie multiphotonique	
	G. Latour, JP. Echard, M. Didier et MC. Schanne-Klein	
	Laboratoire d'Optique et Biosciences - Ecole Polytechnique - CNRS	124
P102	Mesure de BRDF spatialement et spectralement résolue: quantification de la topographie de surface en champ lointain	
	S. Liukaityte, M. Zerrad, M. Lequime et C. Amra Institut Fresnel	120

P103	Microscopie multiphoton multicouleurs par mélange de fréquences <u>P. Mahou, M. Zimmerley, K. Loulier, K. Matho, G. Labroille, X. Morin, W. Supatto, J. Livet, D. Débarre et E. Beaurepaire</u>	
	Ecole Polytechnique, Laboratoire d'Optique et Biosciences.	128
P104	Les transformations optiques pour un management des flux de chaleur <u>D. Petiteau</u> , M. Zerrad, S. Guenneau et C. Amra	121
P105	Institut Fresnel. Mesure Des Non-Linéarités Optiques Des Verres (GESE2)100-X(SB2SE3)X En Régime Femtoseconde <u>J. Tchahame</u> , M. Olivier, P. Nemec, G. Renversez, V. Nazabal et M. Chauvet	131
P106	Département d'Optique P.M. Dufieux, Institut FEMTO-St UMR 6174 CNRS	133
	Institut de Physique de Rennes	135
Session	posters Horizons - Club Nanophotonique	
P107	Microscopie tomographique diffractive en rotation de spécimen et d'illumination, et profilométrie multivue J. Bailleul, H. Liu, B. Simon, M. Debailleul, P. Henry, MJ. Pac, O. Haeberlé et MH. Tuilier	127
P108	Laboratoire MIPS EA2332 Université de Haute-Alsace	137
P109	Institut Des Nanosciences de Paris, UPMC Imagerie plasmonique d'un réseau nano-miro-structuré pour la caractérisation des interactions biomoléculaires M. Chamtouri, M. Sarkar, M. Besbes, AL. Coutrot, J. Moreau et M. Canva Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School	139 141
P110	Propriétés optiques et physiques des couches de nanofils de silicium poreux pour des applications photovoltaïques <u>J. Charrier</u> , A. Najar et P. Pirasteh Foton UMR CNRS 6082	1.42
P111	Effet d'entonnoir et concentration de la lumière dans des combinaisons de nanorésonateurs métal-isolant-métal <u>P. Chevalier</u> . P. Bouchon, F. Pardo, JL. Pelouard et R. Haïdar	143 145
P112	ONERA -The French Aerospace Lab- Fabrication des structures sub-micrométriques 3D par la méthode de gravure directe par absorption à un photon M.T. Do, Q. Li, T.T.N. Nguyen, H. Benisty, I. Ledoux-Rak et N.D. Lai	
P113	Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, UMR CNRS 8537, ENS Cachan Filtre infrarouge en transmission utilisant des effets d'anti-résonance dans des structures sub-longueur d'onde <u>T. Estruch</u> , J. Jaeck, S. Derelle, F. Pardo, G. Vincent, J. Primot et R. Haïdar ONERA - The French Aerospace Lab	147 149
P114	Caractérisation de nano-objets par génération de seconde harmonique localisée sous pointe métallique <u>P. Hsia</u>	
P115	CEA Saclay	151
P116	CEA Saclay	153
P117	ONERA -The French Aerospace Lab- Nanoantennes Plasmoniques pour la Détection Exaltée de Molécules Fluorescentes à Concentrations Micromolaires D. Punj, M. Mivelle, S. Moparthi, T. Van Zanten, H. Rigneault, N. Van Hulst, M. Garcia-Parajo et J. Wenger	155
P118	CNRS Institut Fresnel	157
P119	Centre de recherche sur les Ions, les MAtériaux et la Photonique (CIMAP), ENSICAEN, CNRS, CEA/IRAMIS	159
P120	Laboratoire Charles Fabry - Institut d'Optique	161
P121	Laboratoire Aimé Cotton, CNRS, Univ. Paris-Sud. Détecter les Phonons-Polaritons de Surface en Champ lointain: Proposition d'Expérience sur un Microtube de Verre	163
P122	L. Tranchant, J. Ordonez-Miranda, B. Kim, T. Antoni et S. Volz Laboratoire d'Énergétique Moléculaire et Macroscopique, Combustion, UPR CNRS 288, École Centrale Par Détection linéaire de photons d'énergie sub-gap dans le silicium: un mécanisme Shockley-Read-Hall photo-assisté	165
1122	B. Vest, E. Lucas, J. Jaeck, R. Haïdar et E. Rosencher ONERA - The French Aerospace Lab	167

Session posters - Stands pédagogiques

P176	Une réplique de l'expérience de Fizeau sur l'entrainement de l'ether par l'eau en mouvement <u>R. Mathevet</u> , P. Labastie et T. Lahaye LNCMI-Toulouse	169
P177	Mallettes pédagogiques pour des interventions au lycée <u>T. Briant</u> , V. Voliotis, P. Delva et S. Galtier	
P178	LKB	170
P179	PIIM Laboratory	171
	IUT de Vélizy, Département Réseaux et Télécoms	172
P180	Laboratoire MELOPEE Diagnostic optique par fusion de données hyperspectrales, polarimétriques et angulaires R. Ceolato et N. Rivière	
	Onera, The French Aerospace Lab Département Optique Théorique et Appliquée	173
P181	IMAGERIE LASER Voir et percevoir autrement avec les laser	
	<u>N. Rivière</u> et R. Ceolato	
	Onera, The French Aerospace Lab Département Optique Théorique et Appliquée	174
P182	Un instrument de médiation scientifique par l'art : la harpe laser à climats musicaux	
	P. Arguel, A. Bouchier, L. Couto-Rosado, X. Dollat, J. Fanchon, B. Franc, C. Ganibal, F. Lozes, P. Marcoul et A. Mauffret	156
7.100	LAAS-CNRS.	175
P183	Démonstration nouvelle de la rotation magnéto-optique	
	M. Bourdoux, G. Ballon, S. George, L. Drigo et J. Léotin	17.
D104	LNCMI	176
P184	piège électrique pour particules chargées	
	N. Castagna, A. Godeau, B. Darquié, R. Dubessy, S.K. Tokunaga, F. Wiotte, A. Kaladjian, P.E. Pottie, S. Guibal et C. Daussy	177
D105	SYRTE, UMR 8630, Observatoire de Paris, UMPC, CNRS	177
P185	Les Fontaines Lasers au Laboratoire de Physique des Lasers	
	S. Forget, C. Daussy, A. Kaladjian, F. Wiotte et P.E. Pottie	170
D106	université paris 13, laboratoire de physique des lasers	178
P186	Génération des Signaux Microondes par Hétérodyne Optique pour Pédagogie	
	1. Zaldívar-Huerta, A. García-Juárez, J. Rodríguez-Asomoza et A. Baylón-Fuentes	177
	Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica	179

moyennes calculées par le circuit intégré sur l'ensemble des pixels, ce qui permet de traiter un très grand nombre d'images chaque seconde, jusqu'à 10000 images par seconde voire plus, sans être gêné par un flux de données important.

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Comme souligné dans l'introduction, le principe du présent capteur repose sur la multiplication des photodecteurs. En effet, augmenter la surface du photodétecteur par rapport à la taille d'un grain de speckle ne permet pas d'améliorer le rapport signal sur bruit pour des raisons de cohérence spatiale. Cela se traduit par une plus grande efficacité de notre capteur en lumière diffuse par rapport à une photodiode de surface active équivalente.

Nous avons donc comparé l'influence de la taille du grain de speckle sur des mesures réalisées avec notre capteur et une simple photodiode de surface active équivalente. La configuration utilisée est celle de la méthode décrite dans [8, 9]. Les résultats obtenus avec une simple photodiode sont inversement proportionnels à la taille de cette zone de cohérence. La mesure de notre capteur multi-pixels quant à elle n'est pas censée en dépendre, du moins tant que cette zone de cohérence est grande par rapport la surface du photodétecteur d'un pixel. Ces prévisions ont été confirmées expérimentalement.

CONCLUSION

Ce nouveau détecteur est conçu pour effectuer des mesures de corrélation en interférométrie de speckle avec des applications en optique biomédicale telles que l'analyse de cohérence ou l'imagerie [10] acousto-optique. On peut raisonnablement envisager une version finale avec plus de 10 000 pixels pour un circuit qui fait moins de 20 mm², ce qui augmenterait le RSB par 100 par rapport à un détecteur à pixel unique. Le temps d'acquisition quant à lui serait réduit d'un facteur 10 000, ce qui est crucial pour des applications cliniques.

- [1] Durduran, T., Choe, R., Yu, G., Zhou, C., Tchou, J.C., Czerniecki, B.J., and Yodh, A.G., "Diffuse optical measurement of blood flow in breast tumors", Opt. Lett. 30 (21), 2915–2917 (2005).
- [2] Li, J., Jaillon, F., Dietsche, G., Maret, G., and Gisler, T., "Pulsation resolved deep tissue dynamics measured with diffusing-wave spectroscopy", Opt. Express 14 (17), 7841–7851 (2006).
- [3] Gagnon, L., Desjardins, M., Jehanne-Lacasse, B.L., and Lesage, F., "Investigation of diffuse correlation spectroscopy in multi-layered media including the human head", Opt. Express 16 (20), 15514–15530 (2008).
- [4] Ettori D., Zarychta K., Tinet É., Avrillier S., and Tualle J.-M.,
- « Time-resolved measurement of the scattered light with an interferometric method based on the use of a camera.» Proceedings of the SPIE, Volume 6629, pp. 66290L (2007).
- [5] Zarychta K., Tinet É., Azizi L., Avrillier S., Ettori D., Tualle J.-M.,
- « Time-resolved diffusing wave spectroscopy with a CCD camera.», Optics Express, 18, 16, 16289-16301, (Avr. 2010)
- [6] Bourquin, S., Seitz, P., and Salathe, R.P., "Two-dimensional smart detector array for interferometric applications", Electron. Lett. 37 (15), 975–976 (2001).
- [7] Ando, S., and Kimachi, A., "Correlation image sensor: two-dimensional matched detection of amplitude modulated light", IEEE Trans. Electron Devices 50 (10), 2059–2066 (2003).
- [8] Tualle, J.-M., Tinet, E., and Avrillier, S., "A new and easy way to perform time-resolved measurements of the light scattered by a turbid medium", Opt. Comm. 189 (4-6), 211-220 (2001).
- [9] Tualle, J.-M., Nghiem, H. L., Schäfauer, C., Berthaud, P., Tinet, E., Ettori, D. and Avrillier, S., "Timeresolved measurements from speckle interferometry", Optics Letters 30 (1), 50-52, (2005).
- [10] Atlan, M., Forget, B.C., Ramaz, F., Boccara, C., and Gross, M., "Pulsed acousto-optic imaging in dynamic scattering media with heterodyne parallel speckle detection", Opt. Lett. 30 (11), 1360–1362 (2005).

MICROSTRUCTURATION DE MATERIAUX POLYMERES POUR LA FABRICATION DE COMPOSANTS OPTIQUES DIFFRACTIFS

Christiane Carré^{1,2}, Aurélie Chan Yong^{1,3}, Kevin Heggarty^{1,3}, Guillaume Vignaud^{1,4}, Isabelle Pillin^{1,4}

¹ UEB, Université Européenne de Bretagne, France

christiane.carre@univ-ubs.fr

RÉSUMÉ

L'objectif de l'étude est la fabrication d'éléments optiques diffractifs (EODs), performants et répondant aux besoins actuels des industriels, selon un procédé simple à mettre en œuvre, reproductible et pour un coût raisonnable. Pour cela, le matériau retenu est un sol-gel hybride de la famille des ORMOCER®s compte tenu de ses performances attrayantes (transparence, stabilités thermique, chimique et mécanique). L'élément final est créé par moulage à partir d'un EOD en photorésine obtenu par photolithographie à écriture directe parallèle à 436 nm. Le procédé mis en place, optimisé et validé repose sur de nombreuses caractérisations structurelles et fonctionnelles. Il conduit aujourd'hui à une nouvelle génération d'EODs présentant des efficacités de diffraction à l'ordre 0 inférieures à 1%.

MOTS-CLEFS: composant diffractif; polymère; sol-gel hybride, photolithographie.

1. Introduction

Un EOD est un dispositif capable de modifier par diffraction la distribution spatiale d'un faisceau lumineux. La lumière diffractée par l'élément forme des fronts d'ondes qui interfèrent et se recombinent pour donner naissance à la répartition lumineuse souhaitée, dans le plan de reconstruction. Dans notre cas, les EODs [1] agissent sur la phase de l'onde. Pour cela, les différences de marche optique d'un point à un autre correspondent à des variations locales d'épaisseur générées dans le matériau support (Fig. 1). Les motifs constituant ce relief sont calculés à partir des caractéristiques de l'onde incidente et de la figure de diffraction souhaitée à la sortie de l'EOD. Ces composants peuvent fonctionner en tant que réseau, microlentille ou diviseur de faisceau à l'échelle microscopique... Ils trouvent de larges applications dans la mise en forme de faisceaux lasers, pour le micro-usinage, la micro-soudure ou le micro-marquage. Leur utilisation est une solution élégante pour limiter au maximum les pertes de lumière, résoudre les problèmes d'aberrations optiques ou diminuer l'encombrement stérique d'un montage.

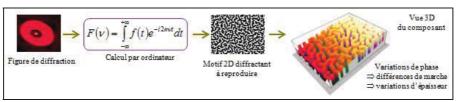


Fig. 1 : Conception de la microstructure d'un EOD par ordinateur.

² CNRS, UMR 6082 Foton, Enssat, 6 rue de Kerampont, CS 80518, 22305 Lannion Cedex, France

³ Institut Mines-Télécom, Télécom Bretagne, Département d'Optique, Technopôle Brest Iroise CS 83818, 29238 Brest Cedex 3, France

⁴ Laboratoire d'Ingénierie des Matériaux de Bretagne (LIMATB), Université de Bretagne Sud, Centre de Recherche, BP 92116, Rue Saint Maudé, 56321 Lorient, France

2. PROCEDE DE FABRICATION DES EODS ET CARACTERISATION

Initialement, à Télécom Bretagne, le matériau pour cela utilisé était une photorésine (PR) positive (SHIPLEY S1805) [2], peu coûteuse et simple à mettre en œuvre par photolithographie. Cette création correspond à une écriture directe grâce à un phototraceur fonctionnant à 436 nm et utilisant comme masque un micro-écran à cristaux liquides, de façon à imager le motif à reproduire dans la couche photosensible [1]. Ces EODs ne donnant pas entière satisfaction aux demandes des indusdtriels, l'étude s'est tournée vers la fabrication d'EODs avec un matériau sol-gel hybride (SGH), l'Ormocomp de la famille des ORMOCER®s [3]. Son intérêt par rapport à la PR réside dans le fait que c'est un matériau possédant des propriétés mécaniques proches de celles du verre tout en ayant la possibilité de micro- ou nano-structuration par voie photochimique. Cette formulation autorise l'utilisation de la raie à 365 nm des lampes à vapeur de mercure, mais pas de celle du phototraceur fonctionnant à 436 nm. Afin d'y remédier, la nouvelle génération d'EODs est créée par moulage dans le sol-gel hybride du relief initialement créé dans la photorésine.

L'objectif étant alors de générer dans le SGH un relief inversé et semblable à celui de la PR, le procédé de transfert a été validé grâce à l'analyse des reliefs par microscopie interférométrique (reliefs en concordance présentant des hauteurs similaires d'environ 0,5 µm) et celle des propriétés optiques des différentes microstructures. Simultanément, une étude complémentaire par microscopie à force atomique des reliefs induits dans les deux matériaux (Fig. 2-a et b) a permis de comparer les structures créées dans la photorésine avec celles des éléments obtenus par moulage dans le sol-gel hybride aux échelles submicrométriques. Cela a permis d'accéder à de nouvelles informations pour optimiser le procédé et améliorer les performances des composants considérés. De plus, la détermination précise des courbes d'indices de réfractions en fonction de la longueur d'onde des deux matériaux (Fig. 2-c) et l'étude des effets de la couche anti-adhérente déposée sur le moule lors du procédé de duplication a été effectuée par ellispomètrie, cette technique étant un moyen privilégié pour analyser des couches fines de matériaux par réfraction.

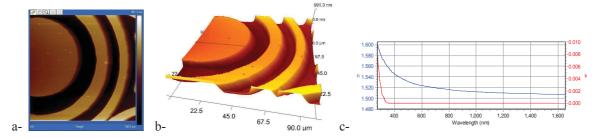


Fig. 2 : Analyse par AFM d'une microlentille créée dans le matériau sol-gel hybride par moulage d'un EOD en photorésine : - a : sur une surface de $100x100~\mu m^2$; b : reconstruction 3D sur $50x50~\mu m^2$. c- Courbe d'indice de réfraction du SGH en fonction de la longueur d'onde pour le modèle New amorphous.

CONCLUSION

De par ses meilleures propriétés optiques, mécaniques, thermiques et chimiques comparées à celles de la photorésine, le matériau sol-gel hybride ici proposé apparaît aujourd'hui comme un matériau de choix dans le contexte actuel de miniaturisation croissante des systèmes optiques. En particulier, il permet d'accéder à une gamme de micro-optiques diffractives répondant à de nouveaux besoins industriels. De plus, Cette technique de recopie ouvre la voie à la fabrication de petites séries reproductibles d'EODs en sol-gel hybride à partir d'un unique moule SGH.

- [1] M.V. KESSELS, M. EL BOUZ, R. PAGAN, K. HEGGARTY, "Versatile stepper based maskless microlithography using a liquid crystal display for direct write of binary and multilevel microstructures", J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS, vol. 6(3), pp. 033002, 2007.
- [2] http://www.microresist.de/products/room haas/pdf/Microposit S1800 G2 Serie.pdf
- [3] http://www.microresist.de/produkte/ormocer/ormocer_de.htm

OPTIMISATION DE NOUVEAUX SYSTEMES PHOTOAMORCEURS DE POLYMERISATION POUR LE STOCKAGE D'INFORMATIONS PAR HOLOGRAPHIE

Christiane Carré^{1,2}, Aurélie Chan Yong^{1,3}, Françoise Peresse^{1,4}, Ahmad Ibrahim⁵, Christian Ley⁵, Xavier Allonas⁵

¹ UEB, Université Européenne de Bretagne, France

christiane.carre@univ-ubs.fr

RÉSUMÉ

Différents systèmes photoamorceurs mettant en jeu trois composants et destinés à la polymérisation d'un mélange d'acrylates sont ici optimisés en tant que support pour le stockage d'informations par holographie. Ces matériaux donnent naissance à des réseaux de phase épais, fonctionnant en transmission. L'étude basée sur l'enregistrement de réseaux sinusoïdaux sous forme d'une modulation d'indice de réfraction a permis de comparer les systèmes 3-composants aux 2-composants correspondants, les premiers étant plus performants d'un point de vue photochimique (vitesse et taux de polymérisation élevés). L'optimisation des matériaux a conduit à des rendements de diffraction corrigés dans l'ordre 1 supérieurs à 90%.

MOTS-CLEFS: photopolymérisation; photoamorceur; réseau holographique; stockage d'informations.

1. Introduction

L'étude porte sur l'optimisation de matériaux photopolymérisables à base d'acrylates et correspondant à un système photoamorceur à 3 composants, un colorant et deux co-amorceurs, l'objectif étant d'y inscrire par holographie des réseaux de phase épais [1]. Outre l'adaptation des formulations aux différentes contraintes optiques liées au mode d'illumination (répartition lumineuse inhomogène à l'échelle du micron), ce travail a conduit à une réflexion sur le couplage existant entre la cinétique des réactions de photopolymérisation et celle liée à la formation du réseau. Les courbes de croissance holographique comparées à celles obtenues par spectroscopie RT-FTIR (real time fourier transform infrared) sous irradiation homogène ont permis d'acquérir de nombreuses informations sur la cinétique du procédé et de caractériser les processus physicochimiques mis en compétition au cours du stockage d'une information lumineuse.

2. RESULTATS ET INTERPRETATION

Deux colorants, le Rose Bengal (RB) et la Safranine O (SFH⁺⁾ associés à la 2,2'-Bis(2-Chlorophenyl)-4,4',5,5'-tetraphenyl-1,2'-biimidazole (ClHABI) et la N-phenylglycine (NPG) ont ici été mis en œuvre dans un mélange de monomères principalement constitué : - d'Ebecryl 1290 (acrylate hexafonctionnel) (45%) ; - du 1,1,1,3,3,3-hexafluoroisopropyl acrylate (22,5%) ; - de vinyl

² CNRS, UMR 6082 Foton, Enssat, 6 rue de Kerampont, CS 80518, 22305 Lannion Cedex, France

³ Institut Mines-Télécom, Télécom Bretagne, Départment d'Optique, Technopôle Brest Iroise, CS 83818, 29238 Brest Cedex 3, France

⁴Faculté des Sciences et Sciences de l'Ingénieur, Université de Bretagne Sud, BP 92116, 2 Rue Coat Saint-Haouen, 56321 Lorient, France

⁵ Laboratoire de Photochimie et d'Ingénierie Macromoléculaire, Université de Haute Alsace, ENSCMu, 3 rue Alfred Werner, 68093 Mulhouse, France

néononanoate (22,5%); - de triméthylolpropane tris(3-mercaptopropionate) (diluant réactif) (5%); - et de la N-vinyl pyrrolidone (diluant réactif) (5%) [2].

Pour les systèmes 3-composants, les 2 co-amorceurs peuvent réagir avec le colorant et chacun donne lieu à la création de radicaux capables d'amorcer la réaction de polymérisation lors de l'irradiation à 514 nm (laser Ar⁺). Ainsi, il y a apparition de plus de radicaux pour un système 3-composants, ce qui peut donner naissance à un plus grand nombre de chaînes polymères, donc d'augmenter le rendement de la réaction de polymérisation et sa vitesse.

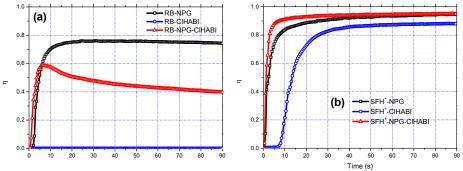


Fig. 1 : Evolution du rendement de diffraction au cours de la construction du réseau à 514 nm pour les différents systèmes photosensibilisateurs à base de RB (a) ou de SF⁺ (b) (interfrange = 0,87 μm, densité d'énergie incidente = 25 mW/cm², suivi de la formation du réseau à 633 nm).

Les courbes η =f(t) (Fig. 1a) montrent que la formation du réseau avec RB-NPG-ClHABI est initialement plus rapide que celle de RB-NPG, alors qu'il n'y a pas création de réseau pour RB/ClHABI. Le système 3-composants conduisant à des chaînes polymères plus nombreuses, lorsque le milieu correspondant aux zones claires est trop rigide et ne peut plus évoluer (occlusion des chaînes en croissance), il n'y a pas stabilisation du réseau, mais dégradation, puisque, dans les zones sombres, le polymère peut encore évoluer. Cela se traduit une chute du rendement de diffraction. Pour le système RB-ClHABI, la figure d'interférences incidente ne génère pas de réseau holographique, même si ce photoamorceur est capable d'induire la polymérisation du milieu. La réaction de polymérisation est ici intrinsèquement moins efficace que pour les deux autres systèmes: moins de chaînes polymères sont créées dans les zones claires, il n'y a donc pas vitrification du milieu et les chaînes en croissance se propagent facilement dans les zones sombres, d'où l'absence de microstructuration. Même si le système SFO⁺/NPG/ClHABI correspond à un taux de conversion des monomères moins élevé que celui du système précédent, il est le plus performant en holographie. Dans ce cas, le milieu n'est pas aussi rapidement figé dans les zones claires, ce qui favorise le processus de migration des monomères vers les zones claires et donc une modulation d'indice de réfraction plus élevée.

CONCLUSION

Ainsi, les systèmes à trois composants correspondant à une vitesse et un taux de polymérisation plus élevés que ceux à deux composants peuvent donner naissance à des réseaux de diffraction plus performants. Le système optimal (SF⁺-NPG-ClHABI) conduit à un composant créé en moins d'une vingtaine de secondes pour un éclairement de 25 mW/cm², son rendement de diffraction corrigé étant à la fin de l'enregistrement supérieur à 90%.

- [1] C. Carre, R. Chevallier, B. Mailhot, and A. Rivaton, "Understanding microstructure development in holographic polymer-dispersed liquid crystals", in "Basics and applications of photopolymerization reactions, vol. 3", J.P. Fouassier, X. Allonas, Eds.; Research Signpost: Trivandrum, pp. 175-184, 2010.
- [2] A. Ibrahim, A. Chan Yong, C. Ley, O. Tarzi, C. Carré, and X. Allonas, "Optimization of a photopolymerizable material based on a photocyclic initiating system using holographic recording", Photochem. Photobiol. Sci., vol. 11, pp. 1682-1690, 2012.

OSCILLATEUR MICROONDE A THZ ULTRA-STABLE

Gwennaël Danion¹, Goulc'hen Loas¹, Ludovic Frein¹, Cyril Hamel¹, Anthony Carré¹, Steve Bouhier¹, Marc Vallet¹, Marc Brunel¹, Antoine Rolland¹, Mehdi Alouini¹, François Bondu¹, Alain Brillet², Jean-Pierre Coulon², Frédéric Cleva², Mourad Merzougui², Alexandre Beck³, Guillaume Ducournau³, Jean-François Lampin³, Mohamed Zaknoune³, Christophe Coinon³, Xavier Wallart³, Emilien Peytavit³, Tahsin Akalin³, Grégoire Pillet⁴, Loïc Morvan⁴, Ghaya Baili⁴ and Jérôme Bourderionnet⁴

¹Departement Optique et Photonique, IPR, Université Rennes l CNRS, Rennes, France ²ARTEMIS, Observatoire de la côte d'Azur, Nice, France ³Groupe Photonique/THz, IEMN, Université de Lille CNRS, Villeuneuve d'Ascq, France ⁴Thales Research and Technology, Palaiseau, France

gwennael.danion@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons le projet ANR OSMOTUS (2011 - 2014) qui consiste à réaliser des oscillateurs à très haute pureté spectrale (-150 dB rad²/Hz à 10 kHz de la porteuse) accordables depuis les fréquences micro-ondes jusqu'au térahertz, à partir de battements de porteuses optiques sur des photomélangeurs rapides.

MOTS-CLEFS: Bruit de phase ;Laser bi-fréquence ;UTC-PD ; Cavité ULE

1. Introduction

Le projet consiste à réaliser des oscillateurs microondes à térahertz à très faible bruit de phase. A 20 GHz, nous aurons -150 dB rad²/Hz à 10 kHz de la porteuse. Un laser biaxe bifréquence à polarisations orthogonales délivre une fréquence de battement dans la gamme millimétrique ou submillimétrique. Les deux fréquences optiques du laser seront stabilisées sur une cavité Fabry-Perot de grande stabilité dimensionnelle (ULE) [1-2]. Le système permet un transfert de la stabilité du domaine optique vers les microondes et térahertz. Deux systèmes identiques permettent la mesure de la pureté spectrale de la phase.

2. LASER BI-FREQUENCE

Le battement est obtenu par un laser bi-fréquence à état solide émettant à 1550 nm. Un laser compact dont la fréquence de battement est accordable de 4 à 10 GHz est développé par THALES TRT. Un laser biaxe est développé par l'IPR avec une fréquence de battement accordable du DC à 850 GHz. L'intérêt de ces lasers est de générer un battement de haute pureté spectrale du fait de la rejection du bruit commun et de la grande accordabilité de la différence de fréquence [3-4]. La stabilisation de fréquence de chaque axe se fera par un cristal électro-optique intra cavité sur chaque axe; un système amplificateur fibré permettra la stabilisation indépendante des fluctuations d'amplitude de chaque polarisation.

3. STABILISATION ET GENERATION DE MICROONDE ET THZ

Les deux polarisations orthogonales d'un laser bifréquence seront stabilisées sur 2 résonances d'une même cavité Fabry-Perot. La cavité fabriquée en céramique à très faible expansion (ULE) est placée dans une enceinte à vide (10⁻⁸ mbar). C'est aujourd'hui le meilleur résonateur compact en termes de stabilité dimensionnelle relative, limité par les fluctuations thermiques de la cavité [5-8]. Les deux fréquences sondent la même cavité, voient les mêmes fluctuations de longueur, permettant la meilleure stabilité relative possible du battement. Pour une

fréquence de battement de 10 GHz, le bruit de fréquence sera limité par le bruit de grenaille optique. Pour un battement à 1 THz, la stabilité de la cavité limitera le bruit de phase à -90 dB rad²/Hz à 10 Hz. 75% du faisceau transmis par la cavité sert à la stabilisation d'amplitude du laser, 25% du faisceau est envoyé sur un polariseur puis le photomélangeur pour la conversion optique vers les microondes. La conversion AM/PM est connue comme facteur limitant de la stabilité des résonateurs optiques [9]. Un premier couplage est la conversion thermo-optique dans la cavité : les fluctuations de puissance sont absorbées par les miroirs, induisant des variations de la longueur de la cavité par dilatation des miroirs. Il y a également une modification de l'indice avec la température. Ces effets peuvent être négligeables à 1 Hz de la porteuse par stabilisation de celle-ci avec un niveau de 8.10-9/sqrtHz par ARTEMIS. Les photodiodes et les amplificateurs donnent aussi un couplage AM/PM avec des niveaux d'environ 10 rad/W; ces couplages peuvent être négligés avec nos niveaux de stabilité d'amplitude.

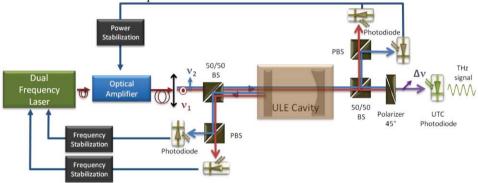


Fig. 1: Oscillateur microonde / THz

Deux systèmes sont en cours de développement. Leurs performances de bruit de phase seront évaluées par le battement millimétrique ou submillimétrique. A 10 GHz de fréquence de battement, notre système aura des performances à l'état de l'art à 1 Hz et 10 kHz de la porteuse. Le bruit de phase de l'onde submillimétriques sera quasi constant quelques soit la fréquence de battement : à 18 GHz, 100 GHz, 400 GHz, 1 THz, nous espérons dépasser l'état de l'art. A 400 GHz, nous utiliserons des photodiodes UTC-PD (uni-travelling-carrier photodiode) spécialement développées par l'IEMN. A 30 GHz nous nous attendons à obtenir -80 dB rad²/ Hz à 1 Hz de la porteuse et en dessous de -150 dB rad²/Hz à 10 kHz. Le projet est financé par l'ANR-2011-BS03-010-01.

- [1] F. Bondu, P. Fritschel, C.N. Man and A. Brillet: Ultrahigh Spectral Purity Laser for the VIRGO Experiment, Optics Letters 21, 1996, 582-584
- [2] M. Notcutt, L.-S. Ma, J. Ye and J. Hall: Simple and compact 1-Hz laser system via an improved mounting configuration of a reference cavity. Opt. Lett., 30, 2005, pp 1815-1817
- [3] M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet, and A. Le Floch: Dual tunable wavelength Er:Yb:glass laser for terahertz beat frequency generation, IEEE Photon. Technol. Lett. **10** 1554-1556 (1998).
- [4] P.Laporta, S.Taccheo, S.Longhi, O.Svelto, C.Svelto: Erbium-ytterbium microlasers: optical properties and lasing characteristics, Optical Materials 11, 1999,269-288.
- [5] M. Zhu and J. L. Hall: Short and long term stability of optical oscillators, Frequency Control Symposium, 1996 46th, proceeding of the, pp 44-45
- [6] S. Matsuura, P. Chen, G. A. Blake, J. C. Pearson and M. H. Pickett, A tunable cavity-locked diode laser source for terahertz photomixing, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 2000 **48**, 380-387
- [7] L. Aballea and L. F. Constantin: Optoelectronic difference-frequency synthesizer: terahertz waves for high resolution spectroscopy, Eur. Phys. J. Apll. Phys. 45, 21201 (2009).
- [8] Q.-F. Chen, A. Nevsky and S. Schiller: Locking the frequency of lasers to an optical cavity at the 1.6×10^{-17} relative instability level
- [9] J.-Y. Vinet: "On special modes and thermal issues in advanced gravitational wave interferometric detectors", Living Reviews in General Relativity 2009

COMPENSATION ULTRA-RAPIDE DE LA TURBIDITE DE MILIEUX BIOLOGIQUES EN MOUVEMENT PAR CONJUGAISON DE PHASE EN AMPLIFICATION PARAMETRIQUE OPTIQUE.

Fabrice Devaux et Eric Lantz

Département d'Optique P.M. Duffieux, Institut FEMTO-ST UMR CNRS 6174 Université de Franche-Comté, 25030 Besançon, France

fabrice.devaux@univ-fcomte.fr

RÉSUMÉ

Nous avons effectué la restauration en temps réel d'images transmises à travers des tissus biologiques d'épaisseur allant jusqu'à 5mm. Pour cela nous utilisons les propriétés de conjugaison de phase du processus non linéaire optique de mélange à trois ondes. Le caractère quasi-instantané de ce processus permet de compenser la turbidité de ces milieux biologiques même lorsque ceux-ci sont en mouvement. En outre nous montrons que le mouvement du milieu biologique pendant le processus permet d'accroître de façon significative à la fois la résolution et le rapport signal sur bruit dans les images restaurées.

MOTS-CLEFS: conjugaison de phase, milieux diffusants, amplification paramétrique.

1. Introduction

Dans le contexte de l'imagerie médicale, de nombreuses méthodes d'imagerie non invasives à travers les tissus biologiques utilisant des rayonnements non ionisants ont été étudiées depuis une vingtaine d'années. Les méthodes cohérentes sont basées sur le principe d'interaction entre une onde traversant le milieu diffusant et une ou plusieurs ondes de références (OCT, holographie digitale, conjugaison de phase par mélange à 3 ou 4 ondes, ...). Des avancées significatives récentes dans ce domaine ont été menées avec des dispositifs utilisant la conjugaison de phase [1] et l'holographie digitale [2]. Toutefois dans ces travaux, les milieux diffusants étudiés sont statiques en raison des temps caractéristiques relativement longs nécessaires à la reconstruction de l'onde conjuguée. En conséquence ces dispositifs imposent que la position des centres diffuseurs ne varie pas pendant le temps séparant l'aller de la lumière dans le milieu diffusant et la propagation de l'onde conjuguée en retour. Or les tissus biologiques vivants sont des milieux diffusants dynamiques avec des temps caractéristiques de décorrélation de l'ordre de 10⁻³s, ce qui rend pour l'instant inopérantes ces méthodes pour une application à l'imagerie médicale. De plus, ces dispositifs utilisent pour l'instant des rayonnements dans le domaine visible, en dehors de la fenêtre thérapeutique 650-1100 nm pour laquelle l'absorption de la lumière est minimale par les tissus biologiques. Ceci restreint à quelques centaines de microns l'épaisseur des milieux diffusants traversés.

Dans ce contexte, nous présentons nos travaux d'imagerie à travers les milieux diffusants par une méthode de conjugaison de phase en temps réel basée sur l'amplification paramétrique d'images [3] (dans le domaine du proche infrarouge) permettant de restaurer une image transmise à travers des tissus biologiques en mouvement d'épaisseur allant jusqu'à 5mm. En outre, nous montrons comment dans ce dispositif, le mouvement du milieu biologique est mis à profit pour améliorer à la fois le rapport signal à bruit et la résolution dans les images restaurées. En outre nous montrons que notre dispositif est plus ou moins insensible à la dépolarisation de la lumière lors de sa propagation dans le milieu diffusant [4].

2. DISPOSITIF EXPERIMENETAL ET RESULTATS

La figure 1 illustre le dispositif expérimental. Un objet illuminé par une impulsion laser infrarouge est imagé au sein de l'échantillon biologique et la lumière transmise est ensuite collectée et projetée sur la face avant d'un cristal non linéaire quadratique taillé pour un accord de phase de type 2. Le signal diffusé est alors amplifié paramétriquement dans le cristal par une onde pompe intense. L'onde idler, générée au cours du processus d'amplification, conjuguée en phase avec le signal, est renvoyée vers le milieu diffusant grâce à un traitement réfléchissant déposé sur la face arrière du cristal. L'onde idler va alors « retracer » le chemin suivi par le signal lors de sa traversée du milieu diffusant et former une image restaurée de l'objet initial. L'image restaurée est alors détectée au moyen de la caméra CCD1 placée derrière un polariseur. Ce montage suppose que l'onde idler est polarisée orthogonalement au signal incident sur le milieu diffusant. Cette propriété, non évidente, est confortée par nos simulations numériques. La seconde caméra (CCD2) permet de s'assurer qu'en imagerie directe à travers le milieu diffusant, l'image de l'objet n'est pas identifiable.

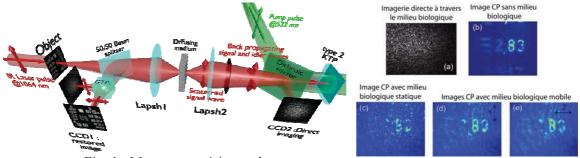


Fig. 1: Montage expérimental

Fig. 2 : Résultats expérimentaux

La figure 2 présente les résultats obtenus à travers 5 mm de viande de poulet. Les figures 2b à 2e présentent les images conjuguées en phase obtenues avec l'onde idler en l'absence de milieu biologique (2b) et en présence d'un milieu biologique statique (2c), ou en mouvement selon une direction transversale (2d), ou longitudinale (2e) par rapport à la direction de propagation de la lumière. A titre de comparaison, l'image 2a correspond à l'image obtenue en imagerie directe à travers l'échantillon. Ces résultats indiquent de façon claire le bénéfice du mouvement de l'échantillon sur le rapport signal sur bruit et sur la résolution de l'image restaurée.

- [1] Z. Yaqoob et al. "Optical phase conjugation for turbidity suppression in biological samples," Nature Photon. **2** (2008) 110.
- [2] Popoff et al. "Image transmission through an opaque material" Nature Communications 1(2010) 81.
- [3] F. Devaux et al. "Image restoration through aberrant media by optical phase conjugation in a type II three-wave mixing interaction," Opt. Lett. **23** (1998) 1597. F. Devaux et al. "Phase conjugate imaging by type II parametric amplification", Opt. Comm. **147** (1998) 309.
- [4] F. Devaux and E. Lantz, "Real time suppression of turbidity of biological tissue in motion by three-wave mixing phase conjugation", soumis à Journal of Biomedical Optics

ANALYSE TEMPORELLE ET POLARIMETRIQUE D'UNE IMPULSION LUMINEUSE TRANSMISE PAR UN MILIEU DIFFUSANT A L'AIDE DE SIMULATIONS NUMERIQUES PAR PSTD TRI-DIMENSIONNELLE

Fabrice Devaux et Eric Lantz

Département d'Optique P.M. Duffieux, Institut FEMTO-ST UMR CNRS 6174 Université de Franche-Comté, 25030 Besançon, France

fabrice.devaux@univ-fcomte.fr

RÉSUMÉ

Nous avons implémenté un algorithme de type PSTD (pseudo-spectral time domain) en trois dimensions afin de simuler la propagation d'une impulsion lumineuse dans un milieu diffusant. Cette méthode donne accès à l'évolution dans le temps et dans l'espace de toutes les composantes du champ électromagnétique et est appliquée à l'analyse temporelle et l'analyse polarimétrique d'une impulsion lumineuse transmise par le milieu diffusant.

MOTS-CLEFS : *Milieux diffusants, modélisation numérique, ondes électromagnétiques, polarimétrie.*

1. Introduction

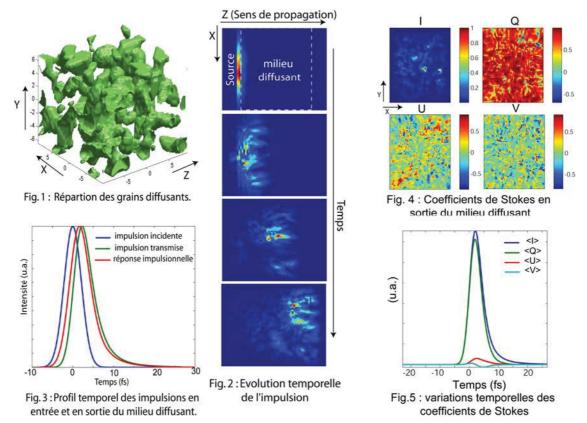
L'algorithme de type PSTD (pseudo-spectral time domain) est une méthode performante, présentant une alternative intéressante à la FDTD, pour calculer la propagation d'ondes électromagnétiques dans des milieux complexes [1] ou non linéaires [2]. La PSTD est basée sur le principe d'une résolution des équations de Maxwell par une méthode spectrale pour les dérivations par rapport à l'espace (en utilisant la FFT) et par différence finie pour les dérivations par rapport au temps. Cette méthode a montré sa validité dans un grand nombre de situations et sa robustesse par rapport à la FDTD concernant les problèmes d'échantillonnage spatial et temporel.

Dans le cadre de nos travaux sur l'imagerie à travers les milieux diffusants [3] nous avons besoin d'un outil de modélisation numérique capable de simuler, de façon la plus fidèle possible, la propagation en trois dimensions d'une onde lumineuse dans des milieux aléatoires. Pour cela nous avons implémenté un algorithme de type PSTD tridimensionnel grâce auquel nous suivons dans le temps l'évolution de toutes les composantes du champ électromagnétique en tout point du milieu. Cela nous permet donc d'effectuer une analyse temporelle et une analyse polarimétrique de la lumière transmise par le milieu aléatoire. Les résultats de cette modélisation numérique sont ensuite confrontés aux modèles analytiques classiques de la théorie de la diffusion.

2. RESULTATS

Nous définissons un volume de $64 \times 64 \times 64$ pixels échantillonné avec un pas de $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.3\lambda$ et nous définissons le pas d'échantillonnage temporel comme : $\Delta t = \frac{1}{16} \frac{\Delta x}{v}$ (avec v la vitesse de propagation de l'onde). Une source impulsionnelle polarisée selon l'axe Ox avec un profil transversal gaussien est disposée à l'entrée du milieu diffusant, qui est modélisé par des grains de formes quelconques et répartis de façon aléatoire dans le volume de calcul (Fig.1). Compte-tenu de la taille moyenne des grains diffusants, de leur indice relatif par rapport au milieu ambiant, de leur concentration, de l'épaisseur du milieu diffusant et à l'aide de la théorie de Mie, nous avons évalué à 8.8 le nombre de libres parcours moyens et à 1.3 le nombre de libres parcours moyens réduits. La figure 2 illustre l'intensité de l'impulsion lumineuse dans le plan xOz se propageant dans le milieu diffusant à différents instants. Nous relevons alors l'intensité totale

transmise par le milieu diffusant (Fig. 3) et nous comparons le profil temporel numérique de l'intensité transmise avec la solution analytique de la réponse impulsionnelle d'un milieu diffusant calculée en fonction des propriétés du milieu diffusant [4]. La connaissance de toutes les composantes du champ électromagnétique nous permet en outre d'analyser l'état de polarisation de la lumière transmise par le milieu diffusant. Pour cela nous calculons les coefficients de Stokes du champ électrique émergeant du milieu diffusant (Fig.4). L'évolution de la moyenne de ces coefficients au cours du temps (Fig. 5) doit nous permettre de distinguer l'état de polarisation de la lumière balistique et de la lumière diffusée.



Nous présentons ici les premiers résultats de modélisation par PSTD-3D de la propagation d'une impulsion lumineuse dans un milieu complexe. Afin de modéliser des milieux diffusants de dimensions plus grandes, nous déployons actuellement notre code PSTD sur le Mésocentre de l'Université de Franche-Comté.

- [1] Guang Chen et al. "Application of the pseudospectral time-domain method to the scattering of light by nonspherical particles", JOSA A **25** (2004) 785-790.
- [2] Tae-Woo Lee and Susan C. Hagness, "Pseudospectral time-domain methods for modelling optical wave propagation in second-order nonlinear materials", JOSA B 21 (2004) 330-342.
- [3] F. Devaux and E. Lantz, "Real time suppression of turbidity of biological tissue in motion by three-wave mixing phase conjugation", soumis à Journal of Biomedical Optics.
- [4] M. Patterson et al., "Time resolved reflectance and transmittance for the non-invasive measurement of tissue properties", Appl. Opt. 28 (1989) 2331-2336.

Capteur optique de CO₂ à base de fibre GaGeSbS : Dy³⁺

J. L. Doualan¹, A. L. Pelé, A. Braud¹, W. Bolaños¹, P. Camy¹

J. Troles², B. Bureau², V. Nazabal², L. Quetel³, K. Michel⁴

¹Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP), UMR 6252 CEA-CNRS-ENSICaen, Université de Caen, 14050 Caen, France, jean-louis.doualan@ensicaen.fr

² Equipe Verres & Céramiques – Sciences chimiques de Rennes, UMR 6226Université de Rennes 1-CNRS, 35042Rennes, France

³ IDIL Fibers Opt, 22300 Lannion, France,

⁴ Bureau de Recherches Geoliques & Minieres, F-45060 Orleans, France

PÉCHMÉ

Avec le réchauffement climatique, le recours au stockage souterrain du CO_2 entraine le besoin en capteurs dédiés. Ce gaz offrant une bande d'absorption à $4.3\mu m$, il est possible de mesurer sa concentration en utilisant l'émission $4.35~\mu m$ d'une fibre GaGeSbS dopée Dy³+ comme source de lumière. Un capteur optique a ainsi été développé sur ce principe et a permis d'effectuer des mesures déportées dans des puits, jusqu'à des profondeurs de 90m.

Mots-clefs: Capteur, Dioxyde de carbone, fibres chalcogénures, terres rares

1. Introduction

Le réchauffement climatique est un des problèmes majeurs de ce siècle. Il est essentiellement du à l'augmentation des émissions de gaz à effet de serre parmi lesquelles le dioxyde de carbone. L'une des solutions proposées à ce problème consiste à stocker le CO₂ produit par l'activité humaine dans des sites géologiques souterrains. Cependant, ces sites doivent être surveillés afin d'éviter la contamination de l'environnement. Les capteurs disponibles pour des mesures à grandes profondeurs ne sont aujourd'hui pas suffisamment efficaces. Une des techniques les plus utilisées pour la mesure de concentration est celle basée sur l'absorption optique de CO₂ autour de 4.3µm. Ainsi, la concentration de CO₂ peut être déduite de la mesure de la transmission à cette longueur d'onde dans une cellule contenant le gaz à analyser. Cette longueur d'onde moyen-IR est classiquement générée par des sources de corps noirs qui sont directement dépendantes de la température, et dont la luminosité est faible et influencée par l'environnement, en particulier aux températures que l'on rencontre dans les grandes profondeurs. Nous proposons comme alternative l'utilisation de fibres de chalcogénure dopés terres rares [1]. Les ions de terres rares trivalents dans des milieux à basse énergie de phonons émettent une fluorescence dans le moyen infrarouge qui est indépendante de la température, avec la possibilité de les exciter dans le visible ou le proche infrarouge avec des diodes laser couplée à des fibres silices ce qui permet de déporter la source. Parmi les terres rares, le Dy³⁺ présente une bande d'émission centrée à 4,35 µm correspondant à la transition entre les niveaux ⁶H_{11/2} et ⁶H_{13/2}. Dans les verres, cette transition est large et assure un recouvrement de la bande d'absorption du CO₂ à 4,3 µm, ce qui permet une détection par mesure différentielle. Nous présentons dans cette communication le principe de la détection et les résultats de mesure de la concentration en CO₂ obtenus sur le terrain dans des puits de plus de 90m de profondeur.

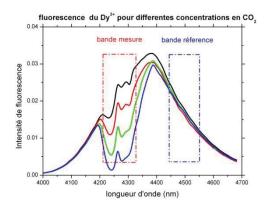
2. Résultats

L'ion Dy³+ peut être pompé optiquement à 920nm dans la bande d'absorption correspondant à la transition du niveau fondamental $^6\mathrm{H}_{15/2}$ vers le niveau $^6\mathrm{F}_{7/2}$. Cette bande se situe dans le bandgap du verre GaGeSbS [2]. L'énergie de phonons de cette matrice permet une désexcitation non radiative vers le niveau $^6\mathrm{H}_{11/2}$ qui donne cette transition centrée à 4.4 μ m vers le niveau $^6\mathrm{H}_{13/2}$. Cette bande est large et peu structurée et recouvre efficacement la bande d'absorption du CO_2 (Fig1a). La détection optique du gaz CO_2 a été directement obtenue par la mesure de l'absorption de cette émission. Dans des mesures en laboratoire où une cellule contenant du gaz a été interposée sur le chemin optique d'un faisceau

sonde ainsi réalisé, il a été possible de déterminer la concentration en CO₂. Cette expérience a permis de montrer le potentiel de cette technique pour détecter efficacement les émissions de CO₂. Nous avons développé sur ce principe un capteur dédié pour des mesures déportées. Une diode laser de 3W émettant à 920 nm est couplée à une fibre de 100m qui sert de source de pompage optique. Cette pompe est injectée dans une fibre de GaGeSbS :Dy³⁺ de 20cm de long. La fluorescence émise à 4.3μm en sortie de fibre traverse une cellule de 1 cm de longueur, ce qui permet des mesures de concentrations entre 0.05 et 50%. Le signal à 4.3 µm est ensuite collecté par une fibre de chalcogénure non dopée et envoyée sur une détecteur pyroélectrique Infratec LFP-3950L-337. Ce détecteur est basé sur un filtre de Fabry Perot accordable électriquement. Le signal est ensuite mesuré par le détecteur pyroélectrique. La concentration en CO₂ est alors déterminée par une mesure différentielle. Le filtre est piloté de telle sorte que l'on mesure alternativement à une longueur d'onde dans la bande d'absorption du CO₂ et en dehors (bande de référence, cf. fig1a). Grace à cette technique il est ainsi possible de s'affranchir des fluctuations et des dérives de la source. Le capteur a été calibré par des mesures de concentration en CO₂ connues et testé sur le terrain dans des puits de 90m de profondeurs dans lesquels du CO₂ et du N₂ ont été injectés pour la calibration. Nous avons pu suivre ainsi les variations de concentrations en CO₂ en fonction des injections effectuées ainsi que le temps de dilution à l'intérieur du puits (fig1b) et le profil de concentration dans le puits entre le fond et la surface.

3. Conclusion

Nous avons montré que la fluorescence de l'ion Dy³+ dans des fibres de chalcogénures permettait le développement de sources efficaces de lumière pour la mesure de concentration en CO₂ dans des conditions de terrain. L'avantage de cette approche est de disposer d'une source optique brillante adaptée au gaz à détecter et permettant d'effectuer une mesure différentielle. De manière plus générale, l'utilisation de sources de fluorescence à partir de fibres dopées terre rares, offre des possibilités multiples de détection de molécules dans le moyen infra rouge. Ce type de capteur, qui peut évoluer vers des systèmes de détection entièrement déportés, ouvre la voie vers des capteurs d'espèces chimiques « tout optiques » [3].



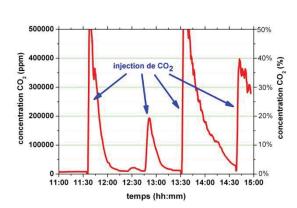


Fig. 1 :a) Spectre de fluorescence de $GeGaSbS : Dy^{3+}$ et absorption du CO_2 , b) Variation de concentration en CO_2 dans un puits de 90m de profondeur

- [1] L.B. Shaw, B. Cole, P.A. Thielen, J.S. Sanghera, I.D. Aggarwal, "Mid-wave IR and long-wave IR laser potential of rare-earth doped chalcogenide glass fiber", IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS 37, 1127-1137 (2001)
- [2] V. Moizan, V.Nazabal, J.Troles, P.Houizot, J.L.Adam, J.L.Doualan, R.Moncorgé, F.Smektala, G.Gadret, S.Pitois and G.Canat, "Er³⁺-doped GeGaSbS glasses for mid-IR fibre laser application: Synthesis and rare earth spectroscopy", Optical Materials **31**, 39-46 (2008)
- [3] Brevet: "Capteur d'espèces chimiques fonctionnant dans l'infrarouge" P. Camy, J.L. Doualan, V. Nazabal, dépôt de brevet d'invention (8 oct 2009) n° 09/04809

LASER A ETAT SOLIDE BI-FREQUENCE SANS BRUIT D'ANTIPHASE

A. El Amili¹, G. Loas¹, S. De², S. Schwartz³, G. Feugnet³, J.-P. Pocholle³, F. Bretenaker², M. Alouini^{1,3}

¹ Institut de Physique de Rennes, Université de Rennes 1, CNRS, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes, France,

² Laboratoire Aimé-Cotton, CNRS-Université Paris 11, 91405 Orsay Cedex, France ³ Thales Research and Technology, RD 128, 91767 Palaiseau Cedex, France

abdelkrim.elamili@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Une réduction de plus de 20 dB du bruit d'antiphase a été obtenue dans un laser bifréquence mono-axe sans aucun asservissement d'intensité. Ce résultat repose sur l'utilisation d'un cristal de Nd:YAG taillé selon le plan cristallographique (001) et l'alignement des deux états de polarisation du laser avec deux des axes cristallographiques du Crystal.

MOTS-CLEFS: Laser bi-fréquence; cristal Nd: YAG, Bruit d'antiphase

1. Introduction

Les lasers à état solide bi-fréquence constituent des sources de choix pour la génération de signaux hyperfréquences de grande pureté spectrale, et plus particulièrement pour la réalisation d'oscillateurs locaux hyperfréquences sur porteuse optique. Les applications potentielles de ces lasers vont du transport de signaux pour les télécommunications à la spectroscopie haute résolution dans le domaine THz. Bien que ces lasers présentent de très faibles largeurs spectrales, ils souffrent néanmoins d'importants excès de bruit d'intensité résonants aux basses fréquences, typiquement de quelques kHz à quelques MHz. En effet, dans les lasers bi-fréquence, l'oscillation simultanée de deux modes de polarisation orthogonale et couplés dans le milieu actif se traduit par l'apparition de deux pics de résonance dans le spectre de bruit d'intensité du laser. Ces deux pics correspondent à l'excès de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation et au bruit de partition appelé aussi bruit d'antiphase. Le bruit d'intensité à la fréquence des oscillations de relaxation résulte de l'interaction entre l'inversion de population et les photons de la cavité. Les oscillations de relaxation est un phénomène inhérent aux lasers de classe-B dans lesquels la durée de vie de l'inversion de population est grande devant la durée de vie des photons dans la cavité. Le bruit d'antiphase, quant à lui, résulte du couplage entre les deux modes dans le milieu à gain. Pour certaines applications, ces bruits résonants peuvent s'avérer néfastes. Il est donc crucial de disposer de sources lasers à état solide bi-fréquence avant un très faible niveau de bruit d'intensité. Aujourd'hui, des méthodes simples existent pour supprimer l'excès de bruit d'intensité au voisinage de la fréquence des oscillations de relaxation [1]. Le bruit d'antiphase peut difficilement être réduit. Une façon d'y parvenir est de séparer spatialement les deux modes dans le milieu actif [2]. Cependant, une telle architecture de laser biaxe augmente la complexité du laser et diminue les corrélations des fluctuations de phase des deux modes. Nous démontrons ici comment il est possible de garder une architecture de laser bi-fréquence mono-axe tout en réduisant de manière importante le bruit d'antiphase.

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le laser que nous avons développé met en jeu un barreau de Nd :YAG taillé selon le plan cristallographique (001). Il a en effet été démontré que dans un tel cristal on pouvait considérer que les dipôles actifs étaient alignés suivant les axes cristallographiques (010) et (001) [3]. De ce fait, on

s'attend à ce que le bruit d'antiphase disparaisse si les états de polarisation du laser sont orientés précisément suivant ces axes cristallographiques, c'est-à-dire, dans la configuration ou le couplage entre les deux modes est minimum. Dans le but d'orienter convenablement les états de polarisation par rapport aux axes (010) et (001), nous insérons dans la cavité laser une lame biréfringente dont les axes neutres vont définir l'orientation des deux états propres de polarisation du laser. En jouant sur l'orientation de cette lame, il est ainsi possible de modifier le couplage entre les deux modes de polarisation du laser.

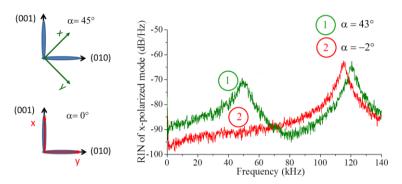


Fig. 1 : A gauche, schéma représentant deux orientations des états de polarisation x et y du laser par rapport aux axes cristallographique du Nd :YAG. A droite, spectres de bruit d'intensité relatif du mode de polarisation x pour ces deux angles α .

La figure 1 représente deux spectres de bruit d'intensité relatif du laser lorsque qu'on observe un seul mode de polarisation. Ces spectres correspondent aux situations pour lesquelles les états de polarisation du laser sont à $\alpha \approx 45^\circ$ et à $\alpha \approx 0^\circ$ des axes cristallographiques du Nd :YAG. Le spectre (1) montre la présence pic d'antiphase et du pic des oscillations de relaxation aux alentours de 50 kHz et de 120 kHz respectivement. Lorsque les états de polarisation sont fixés à un angle de $\alpha \approx 45^\circ$, angle correspondant au cas où le couplage est maximum, l'amplitude du pic d'antiphase atteint son maximum. En revanche, lorsque les états de polarisation sont alignés suivant les axes cristallographiques, le pic d'antiphase disparait complétement comme attendu (spectre (2)). Ainsi un choix judicieux du milieu actif et de l'orientation des états propres de polarisation d'un laser bifréquence permet de réaliser un laser ne présentant plus de bruit d'antiphase.

CONCLUSION

Nous avons démontré la possibilité de réduire significativement le bruit d'antiphase dans un laser bi-fréquence mono-axe sans aucun asservissement [4]. En choisissant un cristal de Nd:YAG taillé selon le plan (001) et en orientant les états de polarisation du laser, nous avons obtenu une réduction de plus de 20 dB sur l'amplitude du bruit d'antiphase. Cette méthode simple et efficace pourrait être étendue à d'autre longueurs d'ondes, et ouvre ainsi la voie à la réalisation de lasers bi-fréquences ultra-faible bruit.

- [1] S. Taccheo, P. Laporta, O. Svelto, and G. de Geronimo, "Intensity noise reduction in a single-frequency ytterbium-codoped erbium laser," Opt. Lett., vol. 21, pp. 1747-1749, 1996.
- [2] M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet, A. Le Floch, "Dual tunable wavelength Er,Yb:glass laser for terahertz beat frequency generation," Photon. Techn. Lett., vol 10, pp. 1554-1556, 1998.
- [3] S. Schwartz, G. Feugnet, M. Rebut, F. Bretenaker, and J. P. Pocholle, "Orientation of Nd³⁺ dipoles in yttrium aluminum garnet: experiment and model," Phys. Rev. A, vol. 79, 063814, 2009.
- [4] A. El Amili, G. Loas, S. De, S. Schwartz, G. Feugnet, J. P. Pocholle, F. Bretenaker, and M. Alouini, "Experimental demonstration of a dual-frequency laser free from antiphase noise," Opt. Lett., vol. 37, pp. 4901-4903, 2012.

MESURE DE DEFORMATIONS DU GAINAGE DE COMBUSTIBLE NUCLEAIRE PAR INTERFEROMETRIE DE SPECKLE

Marc Fabert¹, Laurent Gallais¹, Yves Pontillon²

¹ Institut Fresnel, UMR CNRS 7249, Aix-Marseille Université, Ecole Centrale Marseille 13397 Marseille – France.

² CEA, DEN, DEC, F-13108 Saint-Paul-lez-Durance – France

marc.fabert@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Dans cet article nous décrivons le dispositif développé pour observer et quantifier les déformations subies par le tube de gainage de combustibles nucléaires en réacteur, problématique de première importance pour la conduite et la sécurité des installations nucléaires. En raison du caractère diffusant de la surface à étudier et des conditions extrêmes imposées par l'environnement du nucléaire, nous avons choisi d'employer l'interférométrie de speckle. Les premiers résultats montrent l'efficacité du système pour la quantification d'événements à l'échelle micrométrique dans cet environnement.

MOTS-CLEFS: contrôle non destructif; interférométrie de speckle; mesure de phase.

1. Introduction

Au sein d'un réacteur nucléaire à eau pressurisée, les pastilles de combustible subissent de fort gradients thermiques qui les déforment et les fissurent au cours du temps, conduisant à la déformation voire à la rupture du tube de gainage qui les entoure. L'analyse de la cinétique d'apparition de ces déformations (appelées « plis », Fig. 1) via leur observation et leur quantification est donc essentielle pour la sûreté des installations ainsi que pour la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu lors de l'irradiation. L'objectif des travaux présentés ici est de concevoir un outil pour l'observation et la quantification en ligne de ces déformations au sein d'un milieu exigeant tel que celui du nucléaire. Dans des conditions de fonctionnement normales, l'amplitude de ces déformations a été mesurée à l'échelle de quelques dizaines de micromètres et une étude préalable nous a permis d'identifier l'interférométrie de speckle comme étant la technique la plus adaptée à leur mesure [1]. Nous présentons ici le dispositif expérimental développé pour cette application et les résultats obtenus *in situ* et en temps réel sur des échantillons modèles.



Fig. 1 : pastilles de combustible et leur gainage avant (a) et après (b) irradiation.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les gradients de température, représentatifs de ceux rencontrés par les pastilles de combustible en réacteur, sont reproduits en laboratoire grâce à un dispositif original développé par le CEA Cadarache (appelé DURANCE pour Dispositif simUlant le compoRtement sous grAdieNt thermique des CombustiblEs). Il s'agit d'un four à induction capable de reproduire les gradients de température rencontrés par les combustibles en réacteur. Une collaboration a donc été mise en place entre le CEA Cadarache et l'institut Fresnel pour le développement d'un outil de mesure *in situ* des déformations du tube de gainage. L'environnement restrictif lié à cette mesure (cellules de haute activité pour échantillons hautement radioactifs, champs électromagnétiques, vibrations, enceinte de

quartz, flux d'argon, isolant thermique, distance de travail, surface diffusante, etc.) nous a conduit à développer un instrument optique basé sur l'interférométrie de speckle, technique couramment utilisée en milieu industriel pour l'étude du comportement mécanique des matériaux [2][4]. Elle consiste à soustraire les figures d'interférences enregistrées à deux instants différents pour faire apparaître les franges de corrélation qui caractérisent l'évolution de la surface éclairée entre ces deux instants. Le dispositif expérimental étudié est un interféromètre de Michelson à décalage de phase temporel, tel que présenté sur la figure 2.

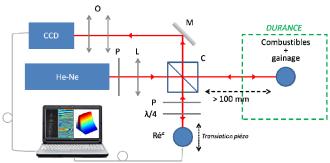


Fig. 2 : interféromètre à décalage de phase temporel ; CCD : caméra, He-Ne : source laser, O : objectif, M : miroir, P : polariseur, L : lentille, C : cube séparateur, $\lambda/4$: lame quart-d'onde.

Pour ces premiers essais, le tube de gainage étudié est déformé mécaniquement au sein du four, de manière à évaluer l'influence d'un maximum de contraintes avant d'évoluer vers de véritables échantillons. Les figures 3(a) et 3(b) montrent un exemple de franges observées en cours d'essai, à partir desquelles sont extraites la carte de phase continue (Fig. 3(c)) et la forme en 3D de la déformation subie par la surface observée. Par ailleurs, le logiciel développé ici permet d'automatiser la mesure et de suivre en temps réel l'évolution de la surface observée, en gérant à la fois l'acquisition (enregistrements d'images et décalage de phase) et le traitement (calcul des cartes de phase, filtrage et déroulement des cartes de phase, reconstruction de la déformation).

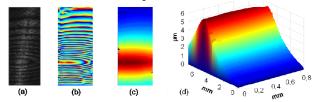


Fig. 3 : Exemple de mesure de déformation ; (a) franges de corrélation, (b) carte de phase filtrée, (c) carte de phase déroulée, (d) reconstruction 3D de la déformation.

CONCLUSION

L'objectif de ces travaux est de concevoir un dispositif de mesure optique quantitative des déformations subies par la surface externe du gainage des combustibles irradiés en réacteur nucléaire. Les premiers résultats obtenus par interférométrie de speckle montrent l'efficacité de cette technique pour cette mesure à travers la quantification de déformations avec une résolution micrométrique. Ces résultats sont très prometteurs pour les prochains essais, qui consisteront à mesurer des déformations en conditions réelles (générées sous gradient thermique), et montrent une nouvelle fois le potentiel de l'instrumentation optique pour les applications industrielles.

- [1] A. Vauselle, Y. Pontillon, L. Gallais, "Feasibility Studies for Speckle Interferometry Used to Measure Deformation in Nuclear Fuel Cladding," Nucl. Tech., vol. 177, pp. 285-292, 2012.
- [2] C. M. Vest, Speckle Interferometry, in Holographic Interferometry, Wiley, 1979.
- [3] S. Nakadate, T. Yatagai, and H. Saito, "Electronic speckle pattern interferometry using digital image processing techniques," Appl. Opt. Vol. 19, pp. 1879-1883, 1980.
- [4] P. Jacquot, "Speckle Interferometry: A review oft he Principal Methods In Use for Experimental Mechanics Applications," Strain, vol. 44, pp. 57-69, 2009.

IMAGERIE DE DEPOLARISATION PAR BRISURE D'ORTHOGONALITE DU CHAMP

Julien Fade¹, Emmanuel Schaub¹, Mehdi Alouini¹

¹ Institut de Physique de Rennes UMR CNRS 6251, Université Rennes 1, 35042 RENNES, France julien.fade@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Une nouvelle modalité de mesure de dépolarisation, basée sur une approche d'optiquehyperfréquence et adaptée à des mesures déportées par fibre optique, sera présentée. Une fois le principe de la mesure validé, nous présenterons les toutes premières images obtenues par cette technique qui ouvre la voie à l'imagerie polarimétrique à haute cadence et à grande sensibilité pour des applications en imagerie active et en endoscopie.

MOTS-CLEFS: imagerie polarimétrique, optique hyper-fréquence, endoscopie

1. Introduction

La mesure des propriétés de dépolarisation des matériaux constitue un outil de caractérisation performant utilisé dans de nombreuses applications. Un certain nombre d'applications émergerait si la mesure pouvait être facilement déportée à distance, à travers une fibre optique ou un faisceau de fibres. À l'heure actuelle, ce déport représente toujours un défi technologique non résolu car les nombreux systèmes d'imagerie polarimétrique active existants nécessitent un contrôle parfait des états de polarisation à l'émission et à la détection, ce qui demeure impossible à travers une fibre optique. Bien qu'une technique ait été proposée et démontrée récemment [1] pour réaliser des mesures polarimétrique déportées par fibre optique, celle-ci nécessite d'inclure un rotateur de Faraday en tête d'endoscope ainsi qu'une analyse statistique et/ou spectrale. Elle reste donc difficilement compatible avec les contraintes d'encombrement et de rapidité nécessaires pour l'imagerie in vivo. Dans ce contexte, nous avons proposé une nouvelle modalité de mesure de dépolarisation basée sur le concept de brisure d'orthogonalité de deux champs[2,3], qui fournit une caractérisation directe du pouvoir dépolarisant d'un échantillon à partir d'une mesure unique.

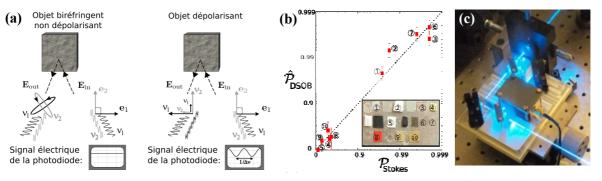


Fig. 1 : a) Principe; b) Validation expérimentale ; c) Source bi-fréquence bi-polarisation à 488 nm.

2. PRINCIPE DE LA MESURE

L'action d'un matériau dit "purement dépolarisant" (caractérisé par une matrice de Mueller de rang 2) sur un faisceau totalement polarisé peut se modéliser phénoménologiquement comme une projection partielle de l'état de polarisation incident \mathbf{E}_{in} sur la direction de polarisation orthogonale, notée \mathbf{E}_{in}^{\perp} . Ainsi, on a $\mathbf{E}_{out} = \rho^{1/2} \left(\mathbf{E}_{in} + \alpha \ \mathbf{E}_{in}^{\perp} \right)$, où α décrit le pouvoir dépolarisant du

matériau, se traduisant par un degré de polarisation $\mathcal{P} = (1 - \alpha^2)/(1 + \alpha^2)$ après interaction de la lumière avec l'échantillon.

La technique de mesure de dépolarisation par brisure d'orthogonalité proposée (DSOB : Depolarization Sensing by Orthogonality Breaking) fournit une mesure directe du paramètre α grâce à l'utilisation d'une source laser d'éclairement produisant deux états de polarisation orthogonaux et non-dégénérés en fréquence. Dans ce cas, le champ incident s'écrit $\mathbf{E}_{in} = \mathbf{E}_0$ [$e^{-2j\pi\nu 1t}$ $\mathbf{e}_1 + e^{-2j\pi\nu 2t}$ \mathbf{e}_2], où les composantes du champ possèdent des polarisations orthogonales, c'est-à-dire, leurs vecteurs de Jones vérifient $\langle \mathbf{e}_1 | \mathbf{e}_2 \rangle = 0$. Quand un tel état du champ, de puissance optique P_{in} constante, interagit avec un matériau dépolarisant ($\alpha \neq 0$), la projection partielle de chaque état propre de polarisation sur l'autre induit une oscillation cohérente (battement) de l'intensité lumineuse du champ à la différence des fréquences optiques $\Delta v = v_1 - v_2$, comme illustré en Fig.1 où les deux états de polarisation sont dans ce cas linéaires. La puissance relative de ce battement, qui traduit la brisure d'orthogonalité entre les deux champs incidents, peut être reliée directement à la valeur de α [2,3]. Ainsi, la valeur du degré de polarisation $\mathcal P$ de la lumière après interaction avec l'échantillon est obtenue par une mesure directe, à la fois rapide ($< 1\mu s$, si $\Delta v > \sim 100 \text{MHz}$) et sensible (30 dB de dynamique) en utilisant une détection synchrone pour quantifier le battement.

Il est important de noter que cette technique est adaptée à des mesures déportées par fibre optique, pour des applications d'endoscopie, puisqu'elle est insensible aux biréfringences du guide optique qui préservent l'orthogonalité des champs au sens mathématique [2,3], sans nécessiter l'ajout d'un quelconque dispositif optique à l'extrémité distale de l'endoscope.

3. RESULTATS

Cette technique a d'abord été implémentée en concevant un laser à état solide (verre dopé Er:Yb) émettant à 1,5 μm produisant un éclairement intrinsèquement bifréquence (Δy ≅ 950 MHz) selon deux polarisation linéaires orthogonales. Les premières validations expérimentales ont été conduites en configuration « endoscopique » à travers une fibre monomode SMF28 utilisée pour l'éclairement des échantillons et la collection de la lumière. A la détection, la mesure du battement hétérodyne sur une photodiode InGaAs rapide a permis de comparer les valeurs de degré de polarisation obtenues par cette technique DSOB et les résultats de mesure de Stokes classiques. Ces résultats, résumés en Fig. 1.b ont permis de valider la technique en configuration mono-point [3]. Plus récemment, nous avons conçu un montage utilisant une source laser monofréquence à 488 nm suivie d'un interféromètre Mach-Zehnder contenant dans un de ses deux bras un modulateur acousto-optique. Cet ensemble permet de produire un état d'éclairement dans le visible similaire à celui obtenu avec le laser bifréquence à 1,5 µm, à savoir, deux champs orthogonaux entre eux et dégénérés en fréquence (voir Fig. 1.c). Adapté sur un montage de microscopie, il nous a permis d'obtenir les premières images de dépolarisation par brisure d'orthogonalité en configuration espace libre. L'image est formée par un balayage progressif de l'échantillon et en utilisant une détection synchrone référencée sur le signal de modulation du modulateur acousto-optique.

4. CONCLUSION

En se démarquant des techniques usuelles, la méthode DSOB doit permettre de fournir une mesure directe, à haute dynamique (>30 dB) du pouvoir dépolarisant d'un objet à des cadences jamais atteintes (<1µs). En raison de sa compatibilité avec un déport de la mesure par fibre optique, l'adaptation de cette technique à des endoscopes conventionnels fibrés devrait ouvrir la voie à des applications d'imagerie endoscopique polarimétrique temps-réel.

- [1] J. Desroches *et al.*, "Fiber-optic device for endoscopic polarization imaging", Opt. Lett. 34, 3409 (2009).
- [2] M. Alouini et J. Fade, Dépôt de brevet FR11.55527, 23/06/2011.
- [3] J. Fade and M. Alouini, "Depolarization remote sensing by orthogonality breaking", PRL 109, 043901(2012).

TOMOGRAPHIE PAR COHERENCE OPTIQUE PLEIN CHAMP A HAUTE RESOLUTION DANS TROIS BANDES SPECTRALES

Antoine Federici, Arnaud Dubois

Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, CNRS UMR 8501, Université Paris-Sud, 2 avenue Augustin Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex, France

antoine.federici@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un montage de tomographie par cohérence optique plein champ achromatique permettant l'acquisition d'images en trois dimensions dans trois bandes distinctes couvrant une plage spectrale de 550 nm à 1600 nm. Une résolution axiale de 2 µm est atteinte quelle que soit la bande spectrale considérée et des images en couleur sont produites afin d'améliorer le contraste.

MOTS-CLEFS: Microscopie; Interférométrie; Tomographie

1. Introduction

La tomographie par cohérence optique (appelée OCT pour *Optical Coherence Tomography* en anglais) est une technique d'imagerie tridimensionnelle basée sur l'interférométrie optique en lumière polychromatique. Établie au début des années 1990 [1], cette technique est aujourd'hui couramment utilisée dans le domaine biomédical, notamment en ophtalmologie.

L'OCT plein champ est une technique alternative à l'OCT conventionnelle, permettant l'acquisition d'images dites « *en-face* » sans balayage de faisceau au moyen d'une caméra matricielle [2,3]. Nous présentons ici un système d'OCT plein champ à haute résolution capable de produire des images dans trois bandes spectrales distinctes.

2. MÉTHODE

Le dispositif expérimental est basé sur un microscope interférométrique (voir Fig. 1 (a)), de type Linnik [2], utilisant un système d'illumination Köhler. La source de lumière est une lampe halogène afin de disposer d'un spectre d'émission extrêmement large. Deux objectifs à miroirs identiques (Edmund Optics, ON = 0.28, x15) sont utilisés afin de produire des images dénuées d'aberrations chromatiques sur une très large plage spectrale. Afin de projeter les images sur le détecteur, on utilise un doublet achromatique optimisé entre 650 nm et 1050 nm ou un doublet achromatique optimisé entre 1050 nm, assurant ainsi le caractère achromatique du système d'imagerie.

L'écart de dispersion chromatique dans les deux bras de l'interféromètre est compensé dynamiquement en fonction de la profondeur d'imagerie. On place pour cela dans le bras référence de l'interféromètre un système de deux prismes coulissant l'un par rapport à l'autre, constituant ainsi une lame de verre d'épaisseur variable. Une lame de verre d'épaisseur identique à l'épaisseur moyenne des deux prismes est placée dans l'autre bras.

Les images interférométriques sont projetées sur un capteur d'image de type Indium Gallium Arsenide (InGaAs) (Modèle OWL SW1.7 CL-320 de Raptor Photonics, 320×256 pixels, 14 bits) dont la sensibilité spectrale s'étend de 400 nm à 1800 nm.

L'insertion dans le système d'illumination de plusieurs associations de filtres optiques permet de sélectionner trois bandes spectrales dont les centres de gravités se situent aux longueurs d'onde de 630 nm, 860 nm et 1200 nm (voir Fig. 1(b)). Compte tenu de la largeur de chaque bande, on dispose d'un intervalle spectral de détection s'étendant de 550 nm à 1600 nm. Dans le cas de l'imagerie de milieux biologiques, la totalité de la fenêtre thérapeutique optique est ainsi couverte.

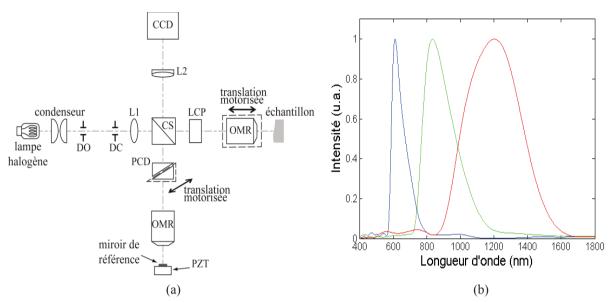


Fig. 1 : (a) Montage expérimental d'OCT plein champ achromatique. DO : Diaphragme d'Ouverture, DC : Diaphragme de Champ, CS : Cube Séparateur, LCP : Lame Compensatrice de Dispersion, PCD : Prismes Compensateurs de Dispersion, OMR : Objective de Microscope à Réflexion, PZT : platine Piezoélectrique, L1 : lentille, L2 : lentilles de tube (doublets), CCD : détecteur 2D (Charge Coupled Device).

(b) Bandes spectrales d'imagerie.

3. PERFORMANCES

La résolution axiale Δz des images étant reliée à largeur spectrale $\Delta \lambda$ et à la longueur d'onde centrale λ_0 de l'éclairage (voir Eq. (1)), les bandes spectrales d'imagerie ont été sélectionnées par des associations de filtres afin d'obtenir une résolution axiale quasiment constante.

$$\Delta z = \frac{2ln2}{n\pi} \frac{{\lambda_0}^2}{\Delta \lambda} \tag{1}$$

Pour chacune des trois bandes, on mesure une résolution axiale dans l'air (n=1) de $\sim 1.9 \, \mu m$. Afin d'obtenir une résolution transverse également constante pour les trois bandes spectrales, on dégrade numériquement cette dernière pour les bandes correspondant aux longueurs d'onde les plus courtes. La résolution transverse vaut ainsi $\sim 4 \, \mu m$ pour les trois bandes.

4. CONCLUSION

L'imagerie dans trois bandes spectrales très différentes permet de mettre en évidence des variations des propriétés de diffusion et d'absorption de la lumière dans l'objet imagé en fonction de la longueur d'onde. Par rapport à l'OCT plein champ classique, on peut ainsi produire des images aux contrastes accrus avec quasiment la même résolution spatiale, ce qui permet une meilleure différentiation des structures imagées.

- [1] D.Huang et al., "Optical coherence tomography," Science vol. 254, pp. 1178-1181, 1991.
- [2] A. Dubois, K. Grieve, G. Moneron, R. Lecaque, L. Vabre, and A.C. Boccara, "Ultrahigh-resolution full-field optical coherence tomography," Applied Optics, vol. 43, pp. 2874-2882, 2004.
- [3] D. Sacchet, J. Moreau, P. Georges, and A. Dubois, "Simultaneous dual-band ultrahigh-resolution full-field optical coherence tomography," Optics Express, vol. 16, pp. 19434-19446, 2008.

Cinétique de traduction de ribosomes eucaryotes individuels par microscope de fluorescence

Nicolas Fiszman¹, Hélène Chommy^{1,2}, Antoine Le Gall¹, David Dulin¹, Mathieu Saguy², Olivier Namy², <u>Nathalie Westbrook^{1*}</u>, et Karen Perronet¹

¹ Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS et Université Paris Sud 11, 2 avenue Fresnel, 91127 Palaiseau Cedex, France

² Institut de Génétique et Microbiologie, CNRS et Université Paris Sud 11, bât. 400, 91405 Orsay Cedex, France

* nathalie.westbrook@institutoptique.fr - 01 64 53 33 48

Le ribosome est le moteur moléculaire traduisant le code génétique de l'ARNm en protéine. La dynamique de ce processus asynchrone primordial est encore mal connue, surtout chez les eucaryotes. Pouvoir suivre des ribosomes individuels pendant la traduction est donc un enjeu important. Nous avons hybridé des oligonucléotides fluorescents sur l'ARNm, les départs des marqueurs signalant alors le passage des ribosomes à leurs emplacements.

Notre montage est basé sur la microscopie de fluorescence en réflexion totale. Les ribosomes sont initialement immobilisés sur l'ARNm grâce à une IRES, structure secondaire spécifique permettant une initiation non canonique du ribosome. Puis suite à l'injection d'un système de traduction in-vitro, ils peuvent traduire la protéine et atteindre les oligonucléotides marqués, qu'ils détachent grâce à leur activité hélicase. Ces dissociations se traduisent par une disparition du signal de fluorescence des marqueurs qui diffusent hors de l'onde évanescente. Nous avons ainsi pu observer la distribution des durées de traduction jusqu'à des endroits spécifiques de l'ARNm. Nous avons ainsi pu extraire deux durées caractéristiques pour l'élongation. La première (typ. 40 s) est associée au premier cycle d'élongation, ralentie par le fait que le ribosome doit s'extraire de l'IRES. La seconde (~1s) correspond à un cycle d'élongation normal.

METROLOGIE DE L'ETAT DE POLARISATION LOCAL DE LA LUMIERE DIFFUSE A UNE ECHELLE SUB-SPECKLE

A. Ghabbach, M. Zerrad, G. Soriano, M. Lequime and C. Amra

Institut Fresnel, UMR CNRS 7249
Aix-Marseille Université, Ecole Centrale Marseille
ayman.ghabbach@fresnel.fr, myriam.zerrad@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Pour de nombreuses applications, une connaissance pointue du comportement polarimétrique de la lumière diffusée par les milieux complexes avec une résolution spatiale sub-speckle est une nécessité. Dans ce contexte, l'expérimentation associée doit permettre une métrologie de pointe avec une précision quantifiée et optimisée. Le dispositif que nous avons développé dans cet objectif sera présenté dans le cadre de cette communication.

MOTS-CLEFS: *Milieux diffusants, polarisation, speckle, métrologie*

Plusieurs études ont récemment porté sur les phénomènes de polarisation en milieu désordonné, dont notamment la dépolarisation spatiale [1] et la repolarisation temporelle [2-4]. Ces résultats confèrent de nouvelles signatures aux milieux complexes, susceptibles de trouver des applications dans le sondage de milieux inertes ou vivants.

Ces prédictions théoriques ont plus rarement été confirmées par l'expérience [2,5] en raison de difficultés inhérentes à la stabilité du speckle [5]. Différentes procédures peuvent être mises en œuvre mais il est important de s'attarder sur la forme et la précision des signaux mesurés, avant d'en extraire les paramètres de polarisation.

Nous présentons ici un nouveau système de métrologie de pointe qui permet une mesure de l'état de polarisation local de la lumière diffusée à une échelle plus fine que le grain de speckle. Le dispositif est conçu pour permettre une mesure rapide à l'échelle des variations temporelles du speckle. Une résolution analytique permet d'optimiser le traitement, d'assurer la convergence vers la meilleure solution et d'obtenir une précision de l'ordre du pour-cent sur la mesure de l'état de polarisation local.

Par ailleurs, les résultats permettent de préciser la pertinence d'une mesure dans le grain de speckle. La technique est appliquée à la caractérisation d'échantillons diffusants de microstructures variables.

- 1. "Gradual loss of polarization in light scattered from rough surfaces: Electromagnetic prediction," M. Zerrad, J. Sorrentini, G. Soriano, and C. Amra, Optics Express 18, 15832-15843 (2010).
- 2. "Enpolarization of light by scattering media", J. Sorrentini, M. Zerrad, G. Soriano, and C. Amra,,Opt. Exp., 19, pp. 21313-21320 (2011). Highlight in Nature Photonics, 5, 712 (2011)
- 3. Coherence and polarization properties in speckle of totally depolarized light scattered by totally depolarizing media, P. Réfrégier, M.Zerrad,; C. Amra, Optics Letters, Vol. 37 Issue 11, pp.2055-2057 (2012)

- 4. "Light enpolarization by disordered media under partial polarized illumination: The role of cross-scattering coefficients" M. Zerrad, G. Soriano, A. Ghabbach, and C. Amra , Optics Express, Vol. 21, Issue 3, pp. 2787-2794 (2013)
- 5. "Polarimetric imaging beyond the speckle grain scale", Pouget, Lucien; Fade, Julien; Hamel, Cyril; Alouini, Mehdi, Applied Optics, Vol. 51 Issue 30, pp.7345-7356 (2012)

IMAGERIE À TRAVERS DES MILIEUX COMPLEXES AVEC UN MICROSCOPE PLENOPTIQUE ACOUSTO-OPTIQUE NOUVELLE GENERATION

Wilfried Glastre, Olivier Jacquin, Olivier Hugon, Hugues Guillet de Chatellus et Eric Lacot

Laboratoire Interdisciplinaire de Physique, UJF-Grenoble 1/CNRS (UMR 5588), F-38401, France wilfried.glastre@uif-grenoble.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un nouveau type d'imageur plénoptique ultrasensible basé sur l'interférométrie par réinjection optique. En plus d'une sensibilité ultime au photon unique obtenue par un marquage acoustique, ce dispositif possède la capacité de corriger numériquement, après acquisition, les distorsions du front d'onde causé par des milieux hétérogènes. Le dispositif est donc idéal pour une imagerie en profondeur à travers des milieux complexes comme les milieux biologique.

MOTS-CLEFS: holographie; milieux diffusants; imagerie plénoptique; acousto-optique

1. INTRODUCTION: LA MICROSCOPIE PLENOPTIQUE POUR LA BIOIMAGERIE

La photographie plénoptique a été introduite par le Prix Nobel français Gabriel Lippmann en 1908 [1] sous le nom « photographie intégrale ». Contrairement à l'imagerie conventionnelle où seule la position d'impact des photons est enregistrée, un dispositif plénoptique permet d'obtenir également une information sur l'angle d'arrivée de ces photons. Cette propriété permet des possibilités inhabituelles comme la refocalisation ou la correction numérique des aberrations après l'acquisition d'une image brute [2]. Ces propriétés permettent de régler les problèmes de propagation (aberrations) causés par les hétérogénéités des milieux biologiques.

De nombreuses configurations expérimentales ont été développées. Citons par exemple, Ng et. al. [2] qui propose de placer une matrice de microlentilles avant un détecteur CCD, chaque microlentille couvrant N pixels. La résolution spatiale est alors donnée par la taille d'une microlentille tandis que les N pixels derrière la microlentille donnent l'information angulaire (i.e. la direction de propagation des photons). Les dispositifs proposés jusque là souffrent cependant d'un compromis entre les résolutions spatiale et angulaire (dépendant du choix de N dans l'exemple cité). De plus, l'utilisation d'une caméra CCD (généralement peu sensible) rend ce type de montage peu adapté à une imagerie à travers des milieux diffusants (peu de photons ballistiques).

2. LE LOFI: UN NOUVEAU DISPOSITIF PLENOPTIQUE ADAPTÉ AUX MILIEUX DIFFUSANTS

Afin de palier à ces problèmes, un microscope holographique basé sur le LOFI (Laser Optical Feedback Imaging) [3] est proposé [Fig. 1(a)]. Dans ce dispositif, le laser joue le rôle à la fois d'émetteur et de récepteur. En effet, les photons sont émis, décalés en fréquence d'une valeur proche de la fréquence de relaxation du laser (ce qui crée une amplification du signal grâce à la dynamique du laser) et réinjectés dans la cavité laser. Cette interaction cohérente, crée à la fréquence de décalage un battement optique qui est détecté par une photodiode puis démodulé en amplitude et en phase par une détection synchrone. Des images peuvent être obtenues par un scan point par point au moyen d'un système de miroirs galvanométriques. Le dispositif LOFI est en fait un interféromètre autodyne (la référence est la cavité laser elle-même) qui donne accès au champ électrique réinjecté et donc au front d'onde provenant de la cible. Nous avons donc également accès à la double information position et direction de propagation des photons. Le dispositif LOFI est donc un microscope plénoptique. Avec ce dispositif, nous avons pu démontrer des propriétés particulières comme la correction numérique de défocus et la correction d'aberrations (fig. 1b, [4]).

L'avantage du plénoptique LOFI est qu'il n'y a plus de compromis entre la profondeur de champ et la résolution qui reste fixée par l'ouverture de l'objectif de microscope.

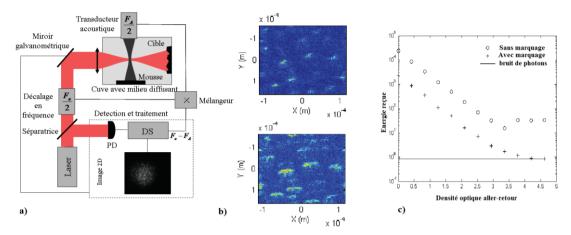


Fig. 1 : a) Principe de l'imagerie à réinjection optique (LOFI) couplée au marquage acoustique : DS est la détection synchrone, F_e/2 et F_A/2 les décalages en fréquence dus aux modulateurs acousto-optiques et au transducteur acoustique respectivement. b) Correction d'aberrations sur une image d'objets ponctuels (billes de silice) c) Courbe de l'énergie reçue avec ou sans marquage et comparaison avec le bruit de photons.

Afin de s'affranchir des problèmes de réflexion parasite du signal sur les lentilles nous empêchant d'atteindre une sensibilité optimale de détection de la cible, un marquage acoustique est proposé [5], [Fig. 1(a)]. Dans ce dispositif, seuls les photons atteignant la cible sont marqués par un transducteur acoustique et seront pris en compte par la détection synchrone (filtrage à F_A+F_e); il en résulte une disparition dans l'image des échos parasites (signal à F_e). Avec ce système de marquage et grâce à l'amplification considérable de la dynamique du laser (~10⁵), nous avons pu démontrer une sensibilité au photon unique réfléchit par la cible [Fig. 1(c)]. En plus d'avoir une résolution constante indépendante de la profondeur d'observation, le LOFI est donc un dispositif d'imagerie idéal pour de l'imagerie à travers des milieux diffusants. Cependant ces précieux avantages sont obtenus au détriment du temps d'acquisition (30 sec pour 512*512 pixels) causé par l'acquisition point par point nous limitant à une imagerie quasi-statique. Lorsque le défocus pendant l'acquisition est trop important, l'efficacité de collection des photons rétro-réfléchis diminue également.

CONCLUSION

La microscopie plénoptique donne une double information position et direction de propagation des photons arrivant sur un détecteur. Ceci permet une correction numérique post acquisition du défocus et des aberrations sur des images. Ce type de dispositif est donc particulièrement utile pour une imagerie à travers des milieux hétérogènes. Nous avons présenté un microscope plénoptique original, le LOFI, basé sur la réinjection optique. Par du marquage acoustique localisé, nous avons fait la démonstration d'une sensibilité au photon unique qui permet aussi une imagerie en profondeur à travers des milieux diffusants.

- [1] G. Lippmann, "Épreuves réversibles. Photographies intégrales," Comtes Rendus de l'Académie des Sciences, 146, 446-451 (1908).
- [2] R. NG, Digital light field photography. Ph.D. Thesis. Stanford University, (2006).
- [3] E. Lacot, et. al., "Laser optical feedback tomography," Opt. Lett. 24, 744-746 (1999).
- [4] W. Glastre, *et. al.*, "Demonstration of a plenoptic microscope based on Laser Optical Feedback Imaging," Opt. Express **21**, 7294-7303 (2013).
- [5] W. Glastre, *et. al.*, "Deep and optically resolved imaging through scattering media by space-reversed propagation," Opt. Letters **37**, 4823-4825 (2012).

CARACTERISATION DE L'ARCHITECTURE DU COLLAGENE PAR MICROSCOPIE DE SECOND HARMONIQUE RESOLUE EN POLARISATION

Ivan Gusachenko¹, Gaël Latour¹, Yannick Goulam Houssen², Viet Tran², Jean-Marc Allain², Marie-Claire Schanne-Klein¹

¹ Laboratoire d'Optique et Biosciences, Ecole Polytechnique, CNRS, INSERM U696, 91128 Palaiseau, France

marie-claire.schanne-klein@polytechnique.edu

RÉSUMÉ

Cette étude vise à résoudre en polarisation les signaux de microscopie optique non-linéaire pour sonder l'architecture des tissus biologiques, en particulier l'organisation des fibrilles de collagène. Nous avons ainsi contrôlé l'état de polarisation incident sur un microscope par génération de second harmonique (SHG), caractérisé les artefacts liés à la forte focalisation dans des tissus anisotropes et développé une méthode d'analyse des images permettant de remonter à la direction principale et au désordre local des fibrilles de collagène dans le volume focal. Nos résultats expérimentaux sur le tendon et la cornée sont en excellent accord avec nos modèles théoriques et montrent que la microscopie SHG résolue en polarisation permet de sonder la direction de fibrilles d'un diamètre largement inférieur à la longueur d'onde et de caractériser leur degré d'alignement.

MOTS-CLEFS: biophotonique, optique non-linéaire, polarimétrie, tissus biologiques

1. Introduction

La microscopie optique non-linéaire, ou microscopie multiphoton, a permis ces dernières années des avancées importantes pour l'imagerie tridimensionnelle (3D) des tissus biologiques. En particulier, la génération de seconde harmonique (SHG) permet de visualiser les fibrilles de collagène sans aucune coloration car ce signal non linéaire cohérent du second ordre est spécifique des structures macromoléculaires denses et non-centrosymétriques. Ceci est d'un grand intérêt dans un contexte biologique ou médical car le collagène est le principal composant des tissus chez les mammifères. Cette protéine de structure est caractérisée par des domaines en triple hélice qui s'auto-assemblent en fibrilles. Ces fibrilles forment elles-mêmes des fibres, des lamelles ou d'autres structures 3D responsables des propriétés biophysiques et mécaniques des tissus (par exemple la résistance mécanique du tendon, la forme et la transparence de la cornée, ...).

Dans cette étude, nous avons développé une imagerie SHG résolue en polarisation afin de sonder la distribution des fibrilles de collagène de l'échelle sub-micrométrique à l'échelle millimétrique. En effet, les techniques résolues en polarisation sont particulièrement sensibles à la présence d'éléments optiquement anisotropes de taille inférieure à la résolution optique, comme cela est exploité en routine dans les mesures d'ellipsométrie.

2. RESULTATS

Nous avons d'abord analysé finement les distorsions de polarisation qui affectent l'imagerie de tissus anisotropes tels que le tendon [1]. Nous avons notamment observé des franges d'interférence liées à la biréfringence du tendon dans les profils en profondeur des signaux SHG excitées par une polarisation à $\pi/4$ de l'axe du tendon. Nous avons développé un modèle phénoménologique pour tenir compte de la biréfringence et de la diatténuation lors de la

² Laboratoire de Mécanique des Solides, Ecole Polytechnique, CNRS, Mines ParisTech, 91128 Palaiseau, France

propagation de l'excitation en profondeur dans le tissu, ainsi que du brouillage par diffusion de la polarisation du signal SHG lors de sa propagation jusqu'au détecteur. Nous avons obtenu un excellent accord avec nos expériences, ainsi qu'avec des simulations théoriques plus avancées.

Nous avons ensuite utilisé un formalisme d'optique non-linéaire multi-échelle pour démontrer que le rapport $\rho = \chi_{xxx}/\chi_{xyy}$ des deux principales composantes du tenseur de susceptibilité du second ordre varie principalement avec le degré de désordre angulaire des fibrilles de collagène dans le volume focal (cf figure 1.a) [2]. Pour valider cette approche théorique, nous avons imagé un tendon de queue de rat soumis à une traction mécanique contrôlée induisant un alignement progressif des fibrilles de collagène (fig. 1.b). Nous avons mesuré une décroissance du paramètre $\rho = \chi_{xxx}/\chi_{xyy}$ tant que le tendon était étiré dans une gamme physiologique (déformation < 4%, cf fig. 1.c), en accord avec nos simulations numériques

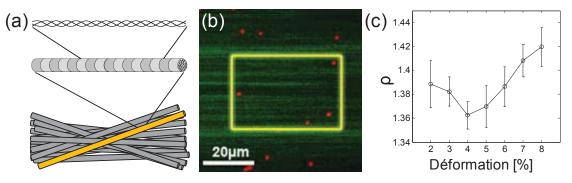


Fig. 1 : Microscopie SHG résolue en polarisation d'un faisceau de fibrilles de collagène, provenant d'un tendon de queue de rat, soumis à une traction mécanique. (a) schéma de la structure hiérarchique du tendon, de la molécule en triple hélice à la fibrille et au faisceau (b) image SHG (vert) du faisceau de fibrilles, marqué en surface par des billes fluorescentes (rouge). (c) évolution du paramètre d'anisotropie SHG, ρ , en fonction de la déformation mécanique appliquée au tendon.

Finalement, nous avons utilisé la microscopie SHG résolue en polarisation pour cartographier la distribution 3D de fibrilles de collagène dans la cornée (partie antérieure de l'œil, constituée essentiellement de collagène), alors que ces fibrilles d'un diamètre de 30 nm ne sont pas résolues optiquement [3]. Nous avons ainsi obtenu une information structurale sur des cornées humaines $ex\ vivo$ et sur des cornées de rat $in\ vivo$, non accessible sur les images brutes épidétectées. De plus, nous avons réalisé des simulations numériques tenant compte de la structure lamellaire de la cornée et de la phase de Gouy qui induit un déphasage de $\pi/2$ des contributions au signal SHG des deux côtés du plan focal. L'excellent accord avec les résultats expérimentaux montre que le paramètre $\rho = \chi_{xxx}/\chi_{xyy}$ est sensible aux hétérogénéités d'orientation dans le volume focal mais que l'orientation principale est déterminée de façon robuste sur toute l'épaisseur de la cornée.

3. CONCLUSION

Nos résultats montrent que la microscopie SHG résolue en polarisation est un outil puissant pour caractériser de manière peu invasive l'architecture 3D sub-micrométrique du collagène fibrillaire dans les tissus. Elle constitue ainsi d'une méthode potentielle pour diagnostiquer toutes les pathologies liées à une réorganisation du collagène dans les tissus (cancer, fibrose, cicatrisation...).

- [1] I. Gusachenko, G. Latour, and M.-C. Schanne-Klein, "Polarization-resolved Second Harmonic microscopy in anisotropic thick tissues," Opt. Express 18, 19339-19352 (2010).
- [2] I. Gusachenko, Y. Goulam Houssen, V. Tran, J.-M. Allain, M.-C. Schanne-Klein, "Polarization-resolved second-harmonic microscopy in tendon upon mechanical stretching," Biophys. J. **102**, 2220-2229 (2012).
- [3] G. Latour, I. Gusachenko, L. Kowalczuk, I. Lamarre, M.-C. Schanne-Klein, "*In vivo* structural imaging of the cornea by polarization-resolved Second Harmonic microscopy," Biomed. Opt. Express 3, 1 (2012).

ANALYSE IN SITU DES OBJETS DU PATRIMOINE PAR MICROSCOPIE MULTIPHOTONIQUE

Gaël Latour¹, Jean-Philippe Echard², Marie Didier², Marie-Claire Schanne-Klein¹

¹ Laboratoire d'Optique et Biosciences, Ecole Polytechnique, CNRS, INSERM U696, 91128 Palaiseau, France

gael.latour@polytechnique.edu

RÉSUMÉ

L'objectif de cette étude est de montrer que la microscopie optique non-linéaire, largement utilisée pour la caractérisation des tissus biologiques, peut aussi apporter de précieuses informations dans le cadre d'analyses *in situ* des objets du patrimoine. Les signaux collectés en fluorescence excitée à deux photons et en génération de second harmonique apportent une information chimique et structurale et permettent une visualisation tri-dimensionnelle des différents matériaux d'un objet multi-couche. Le potentiel de la microscopie multiphotonique dans ce domaine est renforcé par la possibilité de travailler sur des objets massifs, sans aucun marquage.

MOTS-CLEFS: optique non-linéaire, imagerie tridimensionnelle, patrimoine culturel

1. Introduction

Les objets du patrimoine culturel suscitent de nombreux questionnements sur les matériaux qui les composent et leur stratigraphie parfois complexe. De telles informations intéressent les restaurateurs du patrimoine, mais également les conservateurs ou les historiens des techniques artistiques. Pour cela, les techniques optiques sont particulièrement attrayantes, car elles permettent des analyses sans contact et non-destructives. La tomographie par cohérence optique (OCT) connaît ainsi un réel engouement dans ce domaine car elle permet une imagerie de réflectance tridimensionnelle (3D) [1]. Toutefois, malgré quelques tentatives pour accéder à une information spectrale à partir des données OCT, il reste difficile d'aller au-delà d'une information morphologique [2, 3] du fait du compromis intrinsèque entre les résolutions spatiale et spectrale.

Nous avons alors montré que la microscopie multiphotonique répond aux exigences précédentes en termes d'analyse *in situ* tout en présentant une spécificité chimique liée aux différents modes de contraste. La fluorescence excitée à deux photons (2PEF) permet de caractériser les nombreux fluorophores présents dans ces matériaux. Quant à la génération de second harmonique (SHG) sollicitée simultanément, elle permet de sonder les organisations denses non-centrosymétriques. L'intérêt de cette nouvelle approche de microscopie a été évalué sur des échantillons modèles puis lors d'une analyse *in situ* sur un violon ancien [4].

2. IMAGERIE MULTIPHOTONIQUE DES MATERIAUX DU PATRIMOINE

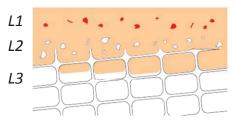
Les matériaux étudiés ont été sélectionnés comme représentatifs de ceux utilisés dans les vernis des instruments de musique. Nous avons donc étudié un bois, l'érable ondé, des liants tels que la sandaraque (une résine d'origine végétale) et la colle animale, et des pigments et charges telles que la laque de cochenille et le plâtre. Des échantillons modèles ont été préparés pour caractériser les signaux détectés tout en mimant des stratigraphies réelles, avant de réaliser des mesures *in situ* sur un violon du début du 20^{ème} siècle.

La microscopie multiphotonique est basée sur l'interaction non-linéaire entre un faisceau laser à impulsions courtes femtosecondes (à 860 nm pour notre étude) et l'échantillon étudié. Les

² Laboratoire de Recherche et de Restauration, Musée de la musique, Cité de la musique, 221 avenue Jean Jaurès, 75019 Paris, France

signaux 2PEF sont détectés dans deux bandes spectrales distinctes, centrées respectivement sur 485 nm et 630 nm. Les signaux de SHG sont sélectionnés par un miroir dichroïque et détectés à la fréquence double (430 nm). Des signaux spécifiques provenant des cellules du bois ont ainsi été obtenus. En effet, la lignine est fluorescente alors que la cellulose, qui présente une structure noncentrosymétrique, émet de forts signaux de SHG. Il est ainsi possible de caractériser la répartition spatiale de ces deux composants essentiels du bois à l'échelle cellulaire. Par ailleurs, la détection de la fluorescence sur deux bandes spectrales distinctes a permis de différentier la laque de cochenille aux plus courtes longueurs d'onde d'émission et la sandaraque aux longueurs d'onde plus élevées. Enfin, le plâtre s'est avéré émettre de forts signaux SHG. Il existe trois formes cristallines des particules de sulfate de calcium : anhydre (CaSO₄), hémihydrate (CaSO₄.0.5H₂O, appelé bassanite) et dihydrate (CaSO₄.2H₂O, appelé gypse). Or, seule la deuxième forme présente une structure cristalline non-centrosymétrique compatible avec l'émission de signaux SHG, information confirmée par une analyse par diffraction de rayons X de nos échantillons [4].

La réalisation d'un échantillon composé d'un support en érable, puis de deux couches de vernis stratifiées de compositions différentes a permis de montrer qu'il est possible de discriminer et localiser ces différents matériaux, ainsi que de caractériser la composition des cellules du bois (lignine et cellulose) sous une épaisseur de vernis de plusieurs dizaines de micromètres [4].



L1: laque de cochenille dans un film de colle

L2: plâtre dans un film de colle

L3: bois (érable ondé)

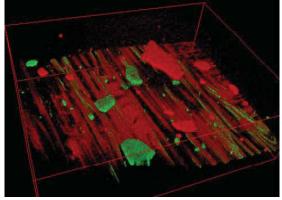


Fig. 1 : Microscopie multiphotonique d'un échantillon composé de deux couches de vernis déposées sur de l'érable ondé. Reconstruction d'une vue 3D (380 x 380 x 80 µm³) avec les signaux 2PEF (en rouge) de la laque de cochenille et les signaux SHG (en vert) des particules de plâtre. La structure du bois sous-jacent est également caractérisée avec la lignine (2PEF en rouge) et la cellulose (SHG en vert).

Enfin, la dernière étape a consisté dans l'étude *in situ* d'un instrument de musique ancien où les images obtenues par microscopie multiphotonique ont été comparées à des images de microscopie conventionnelle de fluorescence [4].

3. CONCLUSION

Nous avons montré le fort potentiel de la microscopie multiphotonique pour la caractérisation *in situ* des matériaux du patrimoine. Cette approche mérite désormais d'être étendue à davantage de matériaux et devrait permettre de répondre à un réel besoin d'analyses non invasives.

- [1] G. Latour, J.-P. Echard, B. Soulier, I. Emond, S. Vaiedelich, and M. Elias, "Structural and optical properties of wood and wood finishes studied using optical coherence tomography: application to an 18th century Italian violin," Appl. Opt. **48**, 6485–6491 (2009).
- [2] G. Latour, G. Georges, L. Siozade, C. Deumie, and J.-P. Echard, "Study of varnish layers with optical coherence tomography in both visible and infrared domains," Proc. SPIE **7391**, 73910J, (2009).
- [3] G. Latour, J. Moreau, M. Elias, and J.-M. Frigerio, "Micro-spectrometry in the visible range with full-field optical coherence tomography for single absorbing layers," Opt. Comm. **283**, 4810 4815 (2010).
- [4] G. Latour, J.-P. Echard, M. Didier, and M.-C. Schanne-Klein, "In situ 3D characterization of historical coatings and wood using multimodal nonlinear optical microscopy," Opt. Express **20**, 24623–24635 (2012).

MESURE DE BRDF SPATIALEMENT ET SPECTRALEMENT RESOLUE: QUANTIFICATION DE LA TOPOGRAPHIE DE SURFACE EN CHAMP LOINTAIN

S. Liukaityte, M. Zerrad, M. Lequime and C. Amra

Institut Fresnel, UMR CNRS 7249
Aix-Marseille Université, Ecole Centrale Marseille
myriam.zerrad@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Nous présenterons ici, un nouvel instrument de métrologie optique à hautes performances qui permet une mesure spatialement et spectralement résolue de l'indicatrice de diffusion (BRDF) d'échantillons optiques. Une étude expérimentale représentative du potentiel de ce nouveau dispositif en termes de précision et de quantité d'informations accessibles sera présentée.

MOTS-CLEFS: métrologie optique, diffusion lumineuse, topographie ,défauts localisés, BRDF

Compte tenu des progrès réalisés sur les différentes étapes de fabrication (matériaux utilisés, polissage, techniques de dépôt, nettoyage, conditionnement,...), les exigences en termes de performances des composants optiques de pointe sont devenues drastiques. Plus particulièrement, les pertes par diffusion lumineuse désormais autorisées ne doivent pas excéder quelques millionièmes du flux incident. Il est donc primordial d'être capable de mesurer la quantité de lumière diffusée par un échantillon avec la précision requise et d'identifier finement l'origine de ces pertes afin de les minimiser.

Dans ce contexte, l'équipe CONCEPT de l'Institut Fresnel a développé un diffusomètre spatialement résolu qui permet, grâce à une seule acquisition, l'enregistrement parallèle d'un million d'indicatrices de diffusion (BRDF). Ceci donne accès à cartographie de la rugosité locale de la surface de l'échantillon (20 mm de diamètre) ainsi qu'à une localisation précise des défauts (contaminations, inclusions, rayures de polissage...) présents sur la surface. Les dernières évolutions de ce dispositif ont permis d'y ajouter une dimension spectrale. L'utilisation d'une source accordable en longueur d'onde sur un large domaine spectral permet en effet désormais d'identifier localement des signatures spectrales et d'augmenter considérablement la quantité d'informations accessible en une seule mesure en champ lointain.

Nous présenterons lors de cette communication les derniers résultats expérimentaux et discuterons l'identification de signatures spécifiques inhérentes à la prise en compte de cette dimension spectrale.

- [1] C. Amra, "Light scattering from multilayer optics. I. Tools of investigation," J. Opt. Soc. Am. A 11, 197-210 (1994)
- [2] C. Amra, "Light scattering from multilayer optics. II. Application to experiment," J. Opt. Soc. Am. A 11, 211-226 (1994)
- [3] M. Lequime, M.Zerrad, C. Deumié, C. Amra "A goniometric light scattering instrument with high-resolution imaging" Optics Communications 282 (2009) 1265–1273

- [4] M. Zerrad, M. Lequime, C. Deumié, and C. Amra, "Development of a goniometric light scatter instrument with sample imaging ability," invited communication in Optical Fabrication, Testing, and Metrology III, A. Duparré, R. Geyl, eds., Proc. SPIE 7102, 710207 (2008)
- [5] M. Zerrad, M. Lequime, C. Deumié, and C. Amra, "Characterization of optical coatings with a CCD angular and spatial resolved scatterometer," Optical Interference Coatings Conference, Tucson, USA (2007)
- [6] M. Zerrad, M. Lequime, C. Amra, "Light Scattering & optical components: Modelization and characterization", Optical FabricMation and Testing, Optical society of America, Monterey, USA, 2012, invited paper
- [7] M. Zerrad and Michel Lequime, "Instantaneous spatially resolved acquisition of polarimetric and angular scattering properties in optical coatings" Applied Optics, Vol. 50 Issue 9, pp.C217-C221 (2011)
- [8] M. Zerrad, M. Lequime, C. Deumié, and C. Amra, » CCD-ARS set-up: a comprehensive and fast high-sensitivity characterisation tool for optical components in Optical Micro- and Nanometrology, Brussels: Belgium (2010) Proc. SPIE 7718, 77180A (2010)

MICROSCOPIE MULTIPHOTON MULTICOULEUR PAR MELANGE DE FREQUENCES

Pierre Mahou⁽¹⁾, Maxwell Zimmerley⁽¹⁾, Karine Loulier⁽²⁾, Katie Matho⁽²⁾, Guillaume Labroille⁽¹⁾, Xavier Morin⁽³⁾, Willy Supatto⁽¹⁾, Jean Livet⁽²⁾, Delphine Débarre⁽¹⁾, Emmanuel Beaurepaire⁽¹⁾

(1)Laboratoire d'Optique et Biosciences, Ecole Polytechnique, CNRS, INSERM, Palaiseau, France (2)Institut de la Vision, INSERM, UPMC, CNRS, Paris, France (3)Ecole Normale Supérieure, CNRS, INSERM, Paris, France

www.lob.polytechnique.edu; emmanuel.beaurepaire@polytechnique.edu

RÉSUMÉ

La microscopie multiphotonique permet d'imager les tissus biologiques vivants à quelques centaines de micromètres de profondeur, et est donc une approche adaptée à l'étude des tissus en développement. Cependant un enjeu est de suivre simultanément de nombreux paramètres ou marqueurs. Nous proposons une nouvelle méthode permettant d'exciter de façon optimale et simultanée trois chromophores spectralement distincts au moyen de deux trains d'impulsions femtoseconde Titane:saphir et OPO synchronisés. Chacun des deux faisceaux est utilisé séparément pour exciter un chromophore, et leur superposition permet d'en exciter un troisième par un effet d'absorption à deux photons à deux couleurs. Nous montrons que cette méthode permet notamment d'observer des tissus marqués par l'approche «Brainbow» dans laquelle des combinaisons aléatoires de trois chromophores produisent une palette de couleurs permettant de distinguer un grand nombre de cellules.

MOTS-CLEFS : microscopie non-linéaire ; imagerie biomédicale ; fluorescence excitée à deux photons

1. Introduction

La microscopie multiphoton basée sur la fluorescence excitée à deux photons (2PEF, 2-Photon Excited Fuorescence) s'est imposée comme la technique de fluorescence la plus efficace pour imager en profondeur dans les tissus biologiques. Elle a trouvé de nombreux domaines d'application en biologie, notamment en neuroscience, en immunologie, ou en biologie du développement. Elle permet par exemple de capturer in vivo, en 3D et à différentes échelles spatiales et temporelles, la dynamique de la morphogénèse d'un embryon sur le long terme, en profondeur et sans perturber son développement [1]. Parmi les approches récentes de microscopie à haut-contenu, les stratégies de marquage multicouleur tiennent une place importante avec des objectifs divers, comme l'étude du réseau de connectivité neuronale [2] ou le lignage cellulaire au cours du développement. Cependant, l'imagerie multicouleur en profondeur dans les tissus vivants reste limitée. En particulier, en microscopie 2PEF, il est encore difficile d'obtenir une excitation biphotonique simultanée, efficace et indépendante de plus de deux fluorophores spectralement distincts. Dans ce contexte, nous présentons une nouvelle approche basée sur le mélange de fréquences pour permettre l'excitation multicouleur en microscopie multiphoton avec une seule source femtoseconde (TiS) combinée à un oscillateur paramétrique optique (OPO) [3]. Pour illustrer son application, nous démontrons l'excitation 2PEF simultanée de trois fluorophores avec des spectres d'absorption distincts dans différents contextes biologiques.

2. RESULTATS

2.1. Principe de l'excitation multiphoton multicouleur par mélange de fréquences.

Le principe de l'excitation multiphoton par mélange de fréquences présenté dans la Fig. 1 consiste à faire coïncider spatialement et temporellement les trains d'impulsions produits par un laser TiS (λ 1) et un OPO (λ 2) au point focal d'un objectif. Dans cette configuration, les deux faisceaux engendrent chacun une excitation multiphoton pour exciter des fluorophores bleus et rouges, respectivement (Fig. 1a), tandis que leur recouvrement spatio-temporel permet une excitation biphotonique à deux couleurs (λ 3) à l'origine de l'excitation d'un troisième fluorophore non accessible autrement (Fig. 1b). En synchronisant des impulsions dans les gammes de longueur d'onde λ 1 = 750-860 nm et λ 2 = 1,000-1,300 nm, il est ainsi possible d'exciter un troisième fluorophore dans la gamme λ 3 = 2/(1/ λ 1+1/ λ 2) = 850-1,000 nm, ce qui est parfaitement adapté à l'imagerie de tissus Brainbow par exemple (Fig. 1c).

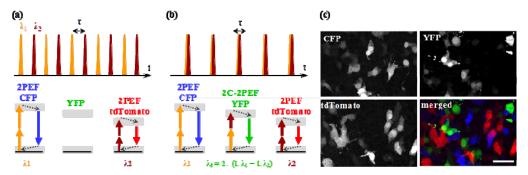


Figure 1. Principe de l'excitation multiphoton multicouleur par mélange de fréquences.

2.2. Application: imagerie de tissus Brainbow et d'embryons de drosophile.

La microscopie multiphoton multicouleur par mélange de fréquences est illustrée avec l'imagerie de différents tissus biologiques. La Fig. 2 montre l'imagerie du cortex the souris marqué avec des transgenes Brainbow exprimant de façon combinatoire trois protéines fluorescentes (CFP, YFP et tdTomato ou mCherry). La synchronisation d'impulsions femtoseconde de longueurs d'ondes centrales 850 et 1100nm permet l'excitation simultanée et efficace de ces trois protéines. Il est alors possible d'imager en profondeur (jusqu'à 450µm, Fig. 2a) un grand volume (900 × 720 × 370 µm3, Fig. 2b) avec une résolution sub-cellulaire. Un avantage précieux de cette approche est la simultanéité de l'acquisition multicouleur, permettant notamment de capturer des processus dynamiques sans décalage temporel entre les différentes couleurs. Nous illustrons cet avantage avec l'imagerie dynamique *in vivo* de tissus Brainbow [3] et d'embryons de drosophile au cours de la gastrulation (Fig. 3). Ce dernier exemple nous permet également d'illustrer l'approche multimodale combinant imagerie de fluorescence multicouleur avec imagerie de génération de troisième harmonique (THG).

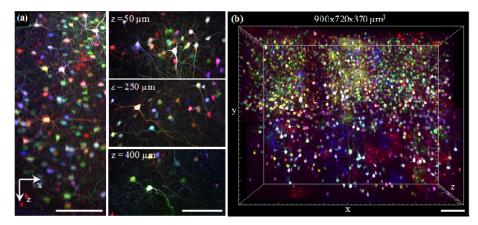


Figure 2. Imagerie multiphoton de tissus Brainbow par mélange de fréquences (d'après [3], barre d'échelle 100µm)

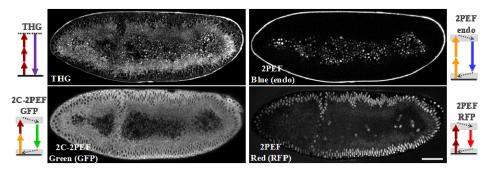


Figure 3. Imagerie multiphoton *in vivo* d'un embryon de drosophile (d'après [3], barre d'échelle 50μm)

CONCLUSION

La microscopie multiphoton multicouleur par mélange de fréquences combine des avantages uniques : (i) imagerie en profondeur efficace grâce à l'excitation biphotonique ; (ii) excitation simultanée et localisée dans l'espace de trois fluorophores différents ; (iii) contrôle indépendant des niveaux de signal. L'ensemble de ces propriétés permettent une imagerie multiphoton à haut contenu d'information et ouvre de nouvelles applications en biologie.

- [1] W. Supatto, T. Truing, D. Débarre, and E. Beaurepaire "Advances in multiphoton microscopy for imaging embryos", Curr. Opin. Gen. Dev., 21, 538, 2011.
- [2] J. Livet, T.A. Weissman, H. Kang, R.W. Draft, J. Lu, R.A. Bennis, J.R. Sanes, and J.W. Lichtman, "Transgenic strategies for combinatorial expression of fluorescent proteins in the nervous system", Nature, 450, 56-62, 2007.
- [3] P. Mahou, M. Zimmerley, K. Loulier, K. Matho, G. Labroille, X. Morin, D. Débarre, J. Livet, and E. Beaurepaire, "Multicolor two-photon tissue imaging by wavelength mixing," Nature Methods, 9, 815-818, 2012.

LES TRANSFORMATIONS OPTIQUES POUR UN MANAGEMENT DES FLUX DE CHALEUR

D. Petiteau, M. Zerrad, S. Guenneau and C. Amra

Institut Fresnel, UMR CNRS 7249

Aix-Marseille Université, Ecole Centrale Marseille

david.petiteau@fresnel.fr, claude.amra@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Les techniques de transformations optiques de l'espace sont désormais appliquées au management des flux de chaleur. Nous présentons ici les modèles utilisés pour l'extension des techniques et les premières applications. Nous verrons comment et dans quelles conditions, la structuration des méta-matériaux thermiques permet de contrôler en termes de quantité et de direction l'écoulement des flux thermiques.

MOTS-CLEFS: Optique transformationnelle, thermique, méta-matériaux

Les techniques de transformation optique de l'espace introduites par Pendry et Leonhardt en 2006 [1, 2] ont suscité beaucoup d'intérêt car elles permettaient notamment de rendre un objet invisible optiquement en lui fournissant une protection adéquate. Cette protection est réalisée à l'aide de méta-matériaux, des matériaux manufacturés dont les propriétés optiques sont fortement anisotropes et qui réalisent les transformations optiques nécessaires à l'apparition du phénomène d'invisibilité. Depuis, ces transformations ont pu être transposées à d'autres phénomènes propagatifs tels que les ondes sonores ou sismiques ou encore les vagues, et des expériences sont en cours de réalisation. De façon plus générale, les applications concernent le management des écoulements de flux (détournement, concentration, rotation...).

L'objectif général de ce travail est de voir comment ces techniques peuvent s'appliquer, audelà des équations de propagation, aux phénomènes de diffusion, notamment pour les écoulements de flux de dans la continuité d'une première série de travaux précurseurs en régimes transitoire [3, 4,5] et stationnaire [6,7] à l'origine de ce nouveau développement.

Dans un premier temps, nous montrerons les analogies entre les modèles optiques et thermiques et décrirons les différents modèles utilisés eu égard au régime temporel ou fréquentiel étudié. Une comparaison entre les comportements en régimes transitoires et stationnaires sera présentée et les différents modèles seront ensuite comparés et validés numériquement par le biais d'une étude paramétrique complète décrivant le comportement d'une série de structures étalons.

REFERENCES

- [1] U. Leonhardt, Science 312, 1777, 2006.
- [2] J.B. Pendry, D. Schurig, et D.R. Smith, Science 312, 1780, 2006.
- [3] S. Guenneau, C. Amra et D. Veynante, Transformation thermodynamics : cloaking and concentrating of heat, Optics Express, 20 (7),8207-8218 2012.
- [4] S. Guenneau et C. Amra, Optics Express, 21 (5),.6578-6583 , Anisotropic conductivity rotates heat fluxes in transient regimes, 2013.

- [5] S. Guenneau et T.M. Puvirajesinghe, "Fick's second law transformed: one path to cloaking in mass diffusion", J. R. Soc. Interface 10: 20130106, 2013.
- [6] C.Z. Fan, Y. Gao, et J. P. Huang, "Shaped graded materials with an apparent negative thermal conductivity," Appl. Phys. Lett. 92, 251907,2008.
- [7] S. Narayana et Y. Sato, "Heat flux manipulation with engineered thermal materials," Phys. Rev. Lett. 108, 214303,2012.

MESURE DES NON-LINEARITES OPTIQUES DES VERRES (GESE₂)_{100-x}(SB₂SE₃)_x EN REGIME FEMTOSECONDE

J. C. Tchahame¹, M. Olivier², P. Němec², G. Renversez³, V. Nazabal⁴, M. Chauvet^{1*}

*mathieu.chauvet@univ-fcomte.fr

RÉSUMÉ

Une méthode de mesure de la non-linéarité optique basée sur l'analyse des variations de taille d'un faisceau lors de la traversée du milieu non-linéaire est présentée. Elle est appliquée pour obtenir les coefficients Kerr en régime femtoseconde à 1.55µm de verres chalcogénures (GeSe₂)_{100-x}(Sb₂Se₃)_x. La photosensibilité de ces verres due à l'absorption multiphotonique est également mise en évidence par cette même méthode.

MOTS-CLEFS: optique non-linéaire, effet Kerr, verre de chalcogénures; photosensibilité

1. Introduction

La méthode la plus couramment utilisée pour obtenir les coefficients non-linéaires de matériaux est la méthode z-scan [1] qui consiste à analyser la transmission en fonction du déplacement longitudinal de l'échantillon à analyser. Cependant, cette méthode nécessite que les échantillons à tester soient sans défaut aussi bien d'un point de vue physico-chimique que géométrique. Nous proposons ici une technique alternative qui est basée sur l'analyse de l'évolution spatiale d'un faisceau lors de la traversée de l'échantillon à tester. Nous appliquons cette technique à l'analyse de verres chalcogénures qui possèdent des non-linéarités du troisième ordre $\chi(3)$ fortes associées à des temps de réponse de l'ordre de la femtoseconde. En effet, ces matériaux présentent un effet Kerr supérieur de plusieurs ordres de grandeur à celui de la silice [2]. Pour ces raisons, les verres chalcogénures sont des candidats prometteurs pour les applications non-linéaires.

Parmi la grande variété de composition possible, les verres ayant un indice de réfraction non-linéaire n_2 fort et une faible absorption non-linéaire, notamment à 2 photons (β), sont privilégiés ce qui donne une figure de mérite optimisée. Pour les matériaux cristallins comme les semiconducteurs, une modélisation permet généralement une prévision fiable des propriétés linéaires et non-linéaires optiques en fonction du matériau. Cependant pour des matériaux tels que les verres à base de sulfures ou de séléniures, qui sont des matériaux amorphes à gap indirect, il est plus difficile de prédire le comportement. Cette situation impose donc une mesure systématique des propriétés pour une grande diversité de compositions. Dans ce travail les compositions (GeSe₂)_{100-x}(Sb₂Se₃)_x ont été sélectionnées car elles ont potentiellement de fortes non-linéarités associées à de faibles pertes linéaires et non-linéaires aux longueurs des télécoms. De plus, l'utilisation d'antimoine pose moins de problème de toxicité que l'arsenic tout en réduisant les problèmes de photosensibilité de ces matériaux.

¹ Institut FEMTO-ST UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon, France

² Department of Graphic Arts and Photophysics, Faculty of Chemical Technology, University of Pardubice, Studenská 573, 53210 Pardubice, Czech Republic

³ Institut Fresnel, CNRS UMR 7249, Université d'Aix Marseille, Campus de Saint Jérôme, 13013 Marseille, France

⁴ Institut des sciences chimiques de Rennes, UMR CNRS 6226, Equipe Verres et Céramiques, Université de Rennes 1, 35042 Rennes, France

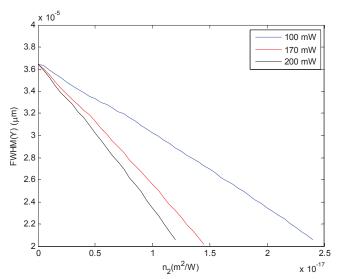


Figure 1 : Evolution de la taille d'un faisceau provenant de la source femtoseconde en fonction du coefficient non-linéaire n_2 pour 3 puissances moyennes différentes injectées. Paramètres : FWHM en entrée : $25,7\mu m$, longueur de l'échantillon : 2,26mm, $\lambda=1550$ nm

L'étude des verres est effectuée à l'aide d'une méthode optique qui consiste à focaliser un faisceau en entrée de l'échantillon puis à analyser sa taille en sortie en fonction de la puissance. En fonction du signe et de la valeur du coefficient n₂ la diffraction du faisceau est modifiée à haute puissance. Un oscillateur paramétrique optique (OPO chameleon, société Coherent) accordé sur la longueur d'onde 1550 nm émettant des impulsions de 200fs avec un taux de répétition de 80 Mhz est utilisé comme source optique. Ce laser est focalisé en un spot de 25,7 µm (FWHM) sur la face d'entrée de l'échantillon d'environ 2 mm de long. Un dispositif d'imagerie permet d'analyser précisément la taille du faisceau en sortie d'échantillon. Ainsi la différence de taille observée entre un faisceau à basse puissance (régime linéaire) et à puissance forte permet de déduire le coefficient non-linéaire. Pour cela, les résultats expérimentaux sont comparés aux tailles théoriques obtenues à l'aide d'une résolution numérique de l'équation de Schrödinger. La figure 1 montre l'influence du coefficient n₂ sur la taille de sortie pour des paramètres caractéristiques des expériences réalisées.

Pour des valeurs de x comprises entre 5 et 60, les valeurs estimées des coefficients non-linéaires n_2 des verres $(GeSe_2)_{100-x}(Sb_2Se_3)_x$ varient de 6 10^{-18} m²/W à 2 10^{-17} m²/W. Par ailleurs, en régime non-linéaire on observe également une évolution lente de la taille de sortie pour des durées d'illumination longues. Ces variations irréversibles sont associées à la photosensibilité. Elles peuvent être attribuées à l'absorption multiphotonique et sont extrêmement dépendantes de la composition du verre. Ainsi, on montre que les compositions intermédiaires sont très peu photosensibles alors qu'une faible proportion d'antimoine donne un effet focalisant et une forte concentration un effet défocalisant.

En conclusion, l'analyse des propriétés non-linéaire des verres $(GeSe_2)_{100-x}(Sb_2Se_3)_x$ a été réalisée à 1550nm à l'aide d'une méthode originale. L'évolution du coefficient n_2 a été mesurée en fonction de la composition. Par ailleurs, la photosensibilité due à l'absorption multiphotonique révèle un comportement très dépendant de la composition du matériau et peut même être négligeable pour des compositions particulières.

Références

- [1] J. Wang, M. Sheik-bahae, A.A. Said, D.J. Hagan, E.W. Vanstryland, Time-resolved Z-scan measurements of optical nonlinearities, J. Opt. Soc. Am. B-Opt. Phys., 11, 1009-1017 (1994).
- [2] J.S. Sanghera, C.M. Florea, L.B. Shaw, P. Pureza, V.Q. Nguyen, M. Bashkansky, Z. Dutton, I.D. Aggarwal, Non-linear properties of chalcogenide glasses and fibers, Journal of Non-Crystalline Solids, **354** (2008) 462-467.

Vélocimétrie Lidar-Radar par laser déclenché à modulation RF cohérente d'impulsion à impulsion

M. Vallet¹, J. Barreaux^{1,2}, M. Romanelli¹, G. Pillet³, J. Thévenin¹, L. Wang¹, et M. Brunel¹

(1) Institut de Physique de Rennes, Université de Rennes 1 – CNRS UMR 6251, Campus de Beaulieu, 35042 Rennes Cedex, France (2) Laser Physics and Nonlinear Optics, University of Twente, Postbus 217, 7500 AE Enschede, The Netherlands (3) Thales Research & Technology, Campus Polytechnique, 1 av. Augustin Fresnel, 91767 Palaiseau Cedex, France

Résumé : Nous générons un train d'impulsions modulées RF par un procédé de contreréaction décalée en fréquence sur un laser déclenché. La cohérence de phase de la modulation sur un grand nombre d'impulsions permet d'effectuer des mesures lidar-radar sur des cibles mobiles en laboratoire.

Mots-clefs: Vélocimétrie, Lidar-radar, Impulsions

1. Introduction

Le principe de détection lidar-radar repose sur l'utilisation d'un signal radiofréquence (RF) sur une porteuse optique, afin de bénéficier à la fois de la directivité d'un faisceau laser (aspect lidar) et de la qualité du traitement de signal RF (aspect radar) [1]. Pour des mesures à moyenne et longue portée, le fonctionnement impulsionnel de la source est important car la détection RF est quadratique en puissance optique. Par ailleurs, la cohérence d'impulsion à impulsion de la modulation RF doit permettre de mesurer efficacement la vitesse d'une cible à partir du décalage Doppler sur la RF [2]. Le but de cette communication est de décrire un laser déclenché soumis à une contre-réaction décalée en fréquence permettant de générer un train d'impulsions modulé en RF, et de montrer son utilisation pour des mesures de vitesse sur des cibles de laboratoire.

2. Montage expérimental

Notre montage est décrit sur la Figure 1 (a). Le laser est un Nd:YAG pompé par diode, déclenché passivement par un absorbant saturable Cr^{4+} :YAG. Le faisceau de sortie du laser traverse une cellule acousto-optique piloté par un synthétiseur RF à $f_{AO} = 88$ MHz, où l'ordre 1 de diffraction subit une translation de fréquence. Ce faisceau est renvoyé sur lui-même. La superposition du faisceau initial et de ce faisceau qui a subit les deux décalages de fréquence donne dans l'ordre 0 de diffraction de la cellule un train d'impulsions (T_{rep} -périodique) où chaque impulsion est modulée à $2f_{AO}$. Notons que l'intervalle spectral libre de la cavité est 1.67 GHz, ce qui est suffisamment éloigné de $2f_{AO}$ pour que la contre-réaction ne soit pas résonante avec la cavité laser et ne modifie pas sa dynamique. On voit par exemple que la forme de l'impulsion est bien régulière [Fig.1 (b)].

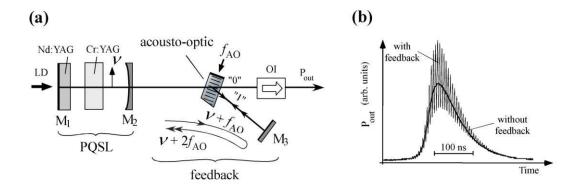


Fig. 1: (a) Montage expérimental. PQSL: laser à déclenchement passif. OI: isolateur optique. (b) Impulsion typique observée dans l'ordre 0, avec et sans la contre-réaction.

De plus, la modulation RF portée par le train d'impulsions reproduit la qualité spectrale du synthétiseur, ce qui signifie ici que le temps de cohérence est de l'ordre d'une seconde (largeur spectrale < 1 Hz), soit 3000 impulsions successives. Nous vérifions ce point important en mesurant la densité spectrale de puissance (DSP) autour de $2 f_{AO}$: on obtient un peigne de fréquence (période spectrale $1/T_{rep}$) centré sur $2 f_{AO}$ dans une enveloppe

de largeur spectrale 10 MHz. La largeur du pic central à $2f_{AO}$ est limité par la résolution de l'analyseur (RBW=1Hz, voir Figure 2(a)).

3. Mesures Lidar-Radar

Afin de tester la méthode lidar-radar avec cette source laser, nous avons effectué des mesures en laboratoire sur des cibles mobiles. La vitesse v de la cible est déduite de la mesure de DSP, puisque le pic central initialement à $2 f_{AO}$ est décalé, après l'aller-retour sur la cible, d'une quantité Δf_D (décalage Doppler). Pour une cible en translation, le principe fonctionne parfaitement et les mesures sont reproduites sur la Figure 2. On vérifie que le décalage Doppler est bien égal à $4 \text{ v/c} f_{AO}$ comme le prévoit la théorie.

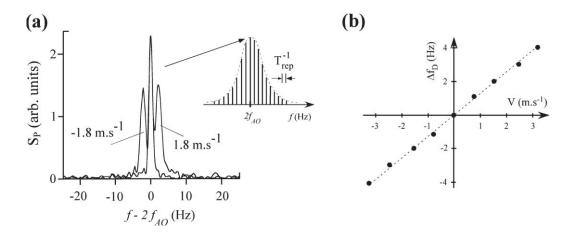


Fig. 2: Mesures Lidar-Radar de laboratoire: (a) Pics à $2f_{AO}$ de la DSP du train d'impulsions pour trois valeurs de la vitesse de la cible : v = 0; v = -1.8 m.s⁻¹; v = +1.8 m.s⁻¹. (b) Décalage Doppler en fonction de v.

Cependant, lorsque la cible est en rotation, nous observons que le signal lidar-radar est indépendant du mouvement de la cible. Une analyse théorique nous permet d'expliquer cet effet et de préciser les conditions d'observations d'un décalage Doppler avec un lidar-radar. Il y a donc une différence importante entre les mesures lidars et les mesures lidar-radar de ce point de vue [3].

4. Perspectives

Nous prévoyons d'étendre la méthode, soit par l'emploi de formats de modulation plus complexes, soit d'utiliser d'autres types de lasers impulsionnels. En particulier, ce type de système pourrait être intéressant pour la détection sous-marine [5].

Références

[1] L. Morvan, N.D. Lai, D. Dolff, J.P. Huignard, M. Brunel, F. Bretenaker, et A. Le Floch, «Building blocks for a two-frequency laser lidar-radar: a preliminary study.», Appl. Opt., 41, 5702 (2002).

[2] G. Pillet, L. Morvan, D. Dolfi, et J.-P. Huignard, "Wideband dual-frequency Lidar-Radar: waveform generation and field experiment", 15th Coherent laser Radar Conf., Toulouse (France), June 2009.

[3] A.V. Jelalian, "Laser Radar systems", Artech House, Boston (1992).

[4] L. J. Mullen, A. J. C. Vieira, P. R. Herczfeld, "Application of RADAR technology to aerial LIDAR systems for enhancement of shallow underwater target detection", IEEE Trans Microwave Theory and Techn., 43, 2370 (1995).

[5] F. Pellen, P. Olivard, Y. Guern, J. Cariou, et J. Lotrian, "Radio frequency modulation on an optical carrier for target detection enhancement in sea-water", J. Phys. D: Appl. Phys., 34, 1122 (2001).

MICROSCOPIE TOMOGRAPHIQUE DIFFRACTIVE EN ROTATION DE SPECIMEN ET D'ILLUMINATION, ET PROFILOMETRIE MULTIVUE

J. Bailleul¹, L. Hui¹, B. Simon¹, M. Debailleul¹, P. Henry², M.-J. Pac², M.-H. Tuilier², et O. Haeberlé¹

¹Laboratoire MIPS EA2332, ²Laboratoire LPMT EA7189

Université de Haute-Alsace, IUT Mulhouse, 61 rue Albert Camus, 68093 Mulhouse Cedex, France

MIPS: olivier.haeberle@uha.com LPMT: marie-jose.pac@uha.fr

RÉSUMÉ

Le laboratoire MIPS a développé un microscope tomographique diffractif en transmission et en réflexion. En transmission, nous avons récemment appliqué une technique de rotation du spécimen qui permet une résolution étendue *et* isotrope. En réflexion, nous avons appliqué notre système à l'étude de microindentations.

MOTS-CLEFS: microscopie, tomographie, profilométrie, indentation

1. Introduction

Le laboratoire MIPS a développé un microscope tomographique diffractif en transmission [1,2], qui a démontré une résolution latérale de 130 nm à λ = 633 nm, soit λ /3.5NA [3]. Cet appareil est basé sur une combinaison de microscopie holographique, de tomographie angulaire pour augmenter la résolution et de reconstruction numérique des données pouvant fournir une image de la distribution des indices optiques dans le spécimen [4].

2. PRINCIPE

La figure 1 montre le schéma d'un microscope tomographique diffractif en transmission et en réflexion. Le système développé au MIPS est actuellement le seul combinant ces deux modes sur un même appareil, permettant l'étude de spécimens quasi-transparent en transmission [3,6] (cellules, polymères, microcristaux), et de spécimens opaques en réflexion [7]. 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 sont recombinés dans l'espace de Fourier, et une transformée de Fourier 3D permet au final une reconstruction de l'objet observé [1,2,4,5].

En transmission, la technique permet de doubler la résolution par rapport à un microscope classique [3,5], mais l'image obtenue souffre d'une élongation axiale, due au cône de fréquences manquantes caractéristiques des systèmes en transmission.

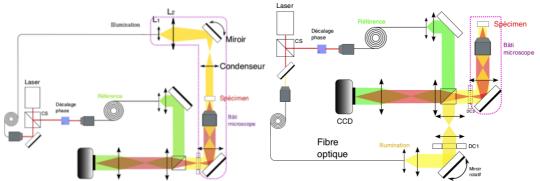


Fig. 1 : Schéma du microscope tomographique développé au MIPS. Gauche : transmission, droite : réflexion.

3. APPLICATION

Nous avons montré qu'une résolution isotrope pouvait être obtenue en combinant la microscopie tomographique diffractive en transmission avec une rotation du spécimen [8]. La Figure 2 montre (à gauche) la Fonction de Transfert Optique d'un microscope tomographique diffractif avec rotation du spécimen et illumination fixe, un spécimen fixe et une rotation de l'illumination, et en combinant les données obtenues en tomographie diffractive à rotation d'illumination multivue (quelques rotations du spécimen), qui présente la meilleure résolution 3–D. La Figure 2 à droite montre la reconstruction d'une fibre optique amincie obtenue en microscopie tomographique diffractive à 1 vue (Fig. 2(a)) et à 2 vues à 90° (Fig. 2(b)). On notera l'élongation le long de l'axe optique, spécifique aux microscopes optiques en transmission, et qui est déjà fortement corrigée avec seulement deux vues. Nous proposons d'utiliser à l'avenir la fibre comme support de rotation pour les spécimens, une approche adaptée pour des spécimens libres comme des cellules sanguines, des pollens, des diatomées ou des radiolaires. Cette technique pourrait constituer une alternative à un montage de tomographie diffractive de type 4π [5] ou d'une configuration avec miroir [9].

En modifiant l'approche de reconstruction numérique du spécimen, notre système peut aussi être utilisé pour faire de la profilométrie multivue (Figure 3(a-c)), avec une résolution latérale meilleure que la microscopie holographique classique, tout en permettant la reconstruction de spécimen profond, par déroulement de la phase, comme en microscopie holographique en réflexion. La reconstruction de deux images en parties réelles et imaginaires (liée à l'indice et l'absorption) permet de mettre en évidence certains détails non-visibles en microscopie de phase pure (voir Figure 3(d,e)), comme des particules de natures différentes (absorbante ou déphasante).

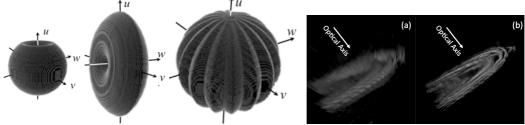


Fig. 2: Schéma du microscope tomographique développé au MIPS. Gauche: transmission, droite: réflexion.

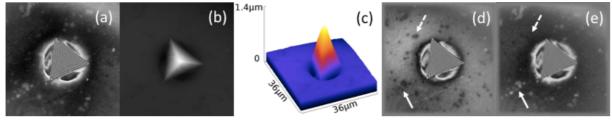


Fig. 3 : Analyse d'une indentation de Berkovich en profilométrie multivue. (a) phase brute, (b) phase déroulée, (c) profil 3-D, (d) partie réelle et (e) partie imaginaire. Préparation de l'échantillon : LPMT.

- [1] M. Debailleul, B. Simon, V. Georges, V. Lauer and O. Haeberlé, Meas. Sci. Technol. 19, 074009 (2008)
- [2] B. Simon, M. Debailleul, V. Georges, V. Lauer, and O. Haeberlé, Eur. Phys. J.: App. Phys. 44, p. 29 (2008)
- [3] M. Debailleul, V. Georges, B. Simon, R. Morin and O. Haeberlé, Opt. Lett. 34, p. 79 (2009)
- [4] E. Wolf, Opt. Comm. 1, p. 153 (1969)
- [5] V. Lauer, J. of Microscopy 205, p. 165 (2002)
- [6] B. Simon, M. Debailleul, A. Beghin, Y. Tourneur, and O. Haeberlé, J. of Biophotonics 3, p. 462 (2010)
- [7] M. Sarmis, et al., J. Mod. Opt. 57, p. 740 (2010)
- [8] S. Vertu, J. Flügge, J.-J. Delaunay, and O. Haeberlé, C. Eur. J. of Phys. 9, p. 969 (2011)
- [9] E. Mudry, P. C. Chaumet, K. Belkebir, G. Maire, and A. Sentenac, Opt. Lett. 35, p. 1857 (2010)

CONTROLER L'EMISSION DANS UNE ANTENNE PATCH PLASMONIQUE

C. Belacel^{1,2}, B. Habert³, F. Bigourdan³, F. Marquier³, J.-P. Hugonin³, X. Lafosse², L. Coolen¹, C. Schwob¹, C. Javaux⁴, B. Dubertret⁴, J.-J. Greffet³, P. Senellart², A. Maître¹

¹ Institut des NanoSciences de Paris, Université Pierre et Marie Curie, 4 place Jussieu, 75252 Paris
 ² Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Route de Nozay, 91460 Marcoussis
 ³ Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, F-91127 Palaiseau cedex
 ⁴ Laboratoire de Physique et d'Étude des Matériaux, ESPCI, 10 rue Vauquelin, F-75231 Paris

agnes.maitre@insp.upmc.fr

RÉSUMÉ

Des antennes patch plasmoniques sont d'excellentes candidates pour contrôler et optimiser l'émission spontanée de nanoémetteurs, positionnés au centre de l'antenne. Des nanocristaux semi-conducteurs colloïdaux (CdSe/CdS) groupés en agrégats et centrées de manière déterministe dans les antennes patch, voient à la fois leur émission accélérée (facteur 15) et en même temps leur diagramme de rayonnement devenir directif. Des facteurs de Purcell de 70 pour des dipôles alignés sur l'axe de l'antenne ont ainsi été mis en évidence. L'émission de ces antennes est aussi très directive. Grace à la largeur des résonances plasmoniques permettant une large bande spectrale d'accord, ces antennes bénéficient d'une forte robustesse dans leur fonctionnement.

MOTS-CLEFS: Antennes, plasmon; nanocristaux; lithographie in situ.

1. Introduction

Pour qu'une source optique soit efficace, il est nécessaire de maximiser le nombre de photons émis et détectés. Le coulage d'un nano-émetteur à une structure photonique permet d'optimiser leur interactionmais nécessite un accord spectral et spatial entre eux. Les antennes plasmoniques patch réalisées avec des nanocristaux colloïdaux de semi-conducteurs II/VI et fonctionnant à température ambiante sont d'excellentes candidates pour atteindre ces objectifs [1]. Des études théoriques [2] leur ont prédit des caractéristiques remarquables, en termes d'efficacité et de collection de photons.

2. REALISATION DE L'ANTENNE PLASMONIQUE PATCH

Les émetteurs sont des nanocristaux de CdSe/CdS [3] qui émettent à température ambiante à 622nm avec une largeur spectrale suffisante pour pouvoir se coupler à des nanoantennes plasmoniques. Ils sont assimilables à une paire de dipôles rayonnant orthogonaux et incohérents. L'orientation des émetteurs dans l'antenne étant un paramètre critique difficile à contrôler, nous regroupons ces nanocristaux en agrégats d'une cinquantaine de nanocristaux orientés aléatoirement.

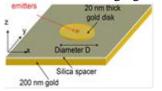


Fig 1 : Schéma de principe d'une nano antenne Patch

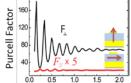


Fig 2 : facteur de Purceut pour jun dipôle horizontal et un dipôle vertical couplés à l'antenne

La nanoantenne patch est constituée par un milieu diélectrique homogène placé entre un disque métallique et un plan métallique plus grand. Le milieu diélectrique a une épaisseur faible devant l'épaisseur de peau du métal, typiquement de quelques dizaines de nm. Il s'agit pour réaliser une antenne efficace, de placer les nanoémetteurs dans le milieu diélectrique, au centre de l'antenne L'épaisseur très faible du diélectrique permet d'exciter les plasmons des deux surfaces et d'obtenir ainsi un confinement important dans un volume modal très faible favorable à une exaltation par

effet Purcell. Ce couplage aux plasmons et l'accélération de l'émission spontanée sont beaucoup plus importants pour un dipôle perpendiculaire aux surfaces métalliques (dipôle vertical) pour que un dipôle parallèle à ces surfaces (dipôle horizontal) (fig 2).

Pour réaliser une antenne efficace, il est nécessaire de contrôler la position de l'émetteur. La technique de lithographie optique in-situ [4] consiste à repérer optiquement un émetteur puis à réaliser les différentes étapes technologiques pour centrer la nanostructure centrée sur l'émetteur. Nous avons ainsi obtenu des antennes centrées avec une précision de 25 nm au dessus des agrégats et dont le diamètre varie entre 1.4µm et 2.1 µm.

3. EMISSION DE L'ANTENNE

Les antennes sont excitées par un laser à 405nm et sont observées par microscopie de fluorescence Le diagramme de rayonnement (fig 3b), cohérent avec les simulations effectuées (fig3a), montre que l'émission est directive et permet une collection efficace.

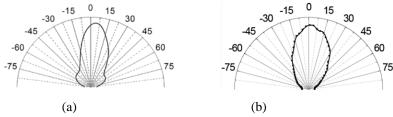


Fig 3 : diagrammes de rayonnement pour un diamètre de 1,6**m**m a) théorique pour un agrégat de 50nm de diamètre et décentré de 15nm b) expérimental pour l'antenne patch

Nous mesurons le temps de vie de l'antenne et de l'agrégat dans un milieu diélectrique homogène infini d'indice 1.5 et montrons une nette accélération de l'émission. Le ratio des taux de déclins permet de définir un facteur de Purcell moyen (F_P) qui varie entre 5 et 15 dans les antennes. Un modèle prenant en compte l'orientation aléatoire des dipôles dans l'agrégat et la dispersion gaussienne de durée de vie entre nanocristaux, montre que l'accélération maximum obtenue pour des dipôles orientés perpendiculairement aux surfaces plasmoniques est de 70 (fig 4c).

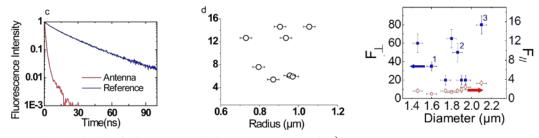


Fig. 4 : Accélération de l'émission spontanée dans l'antenne patch a) courbe de déclin pour un agrégat en milieu homogène et dans une antenne, b) facteur de Purcell moyen c) Purcell pour un dipôle horizontal et un vertical

CONCLUSION

Les antennes patch réalisées par lithographie in-situ et couplant des nanocristaux semiconducteurs permettent d'obtenir l'accord spectral et l'accord spatial, pour une émission caractérisée par à la fois une excellente directivité et une forte accélération de l'émission spontanée.

REFERENCES

- [1] C. Belacel, B. Habert, F. Bigourdan, F. Marquier, J-P. Hugonin, S. Michaelis de Vasconcellos, X. Lafosse, L. Coolen, C. Schwob, C. Javaux, B. Dubertret, J-J. Greffet, P. Senellart, A. Maître, "Controlling spontaneous emission with plasmonic optical patch antennas", nanoletters 13 1516 (2013)
- [2] R. Esteban, T.V. Teperik, J.J. Greffet, Phys. Rev. Lett. 104, 026802 (2010)
- [3] Malher B., Spinicelli P., Buil S., Quélin X., Hermier J.-P., Dubertret B., Nature Materials 7, 659 (2008)
- [4] A. Dousse, L. Lanco, J. Suczynski, E. Semenova, A. Miard, A. Lemaitre, I. Sagnes, C. Roblin, J. Bloch, P. Senellart, *Phys. Rev. Lett.* 101, 267404 (2008).

IMAGERIE PLASMONIQUE D'UN RESEAU NANO-MICRO-STRUCTURE POUR LA CARACTERISATION DES INTERACTIONS BIOMOLECULAIRES

Maha Chamtouri, Mitradeep Sarkar, Mondher Besbes, Anne-Lise Coutrot, Julien Moreau, Michael Canva

Laboratoire Charles Fabry,
Institut d'Optique Graduate School, Univ Paris Sud, CNRS - 91120 Palaiseau, France
maha.chamtouri@institutoptique.fr

mitradeep.sarkar@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Les systèmes d'imagerie plasmonique permettent une lecture dynamique de biopuces offrant la possibilité de suivre en temps réel et de quantifier en parallèle un grand nombre d'interactions biomoléculaires de surface. Afin d'améliorer la performance des systèmes actuels, basées sur les plasmons propagatifs (PPs), nous avons caractérisé numériquement et expérimentalement, deux familles de substrats nano-micro-structurés, permettant l'existence à la fois des (PPs) et des plasmons localisés (PLs). De plus, la localisation sélective des biomolécules dans des zones spécifiques de la structure permet de profiter davantage de l'exaltation du champ électrique.

MOTS-CLEFS: Résonance de plasmons de surface; biocapteur; nano-micostructuration; modes plasmoniques

1. Introduction

Les biopuces conventionnelles basées sur l'utilisation d'une surface métallique plane [1], sont limitées en terme de sensibilité surtout quand il s'agit de détecter des molécules de faible masse molaire en faible concentration. Pour s'affranchir de cette limitation, les études actuelles se concentrent sur l'utilisation des plasmons localisés sur des nanostructures métalliques. Elles visent aussi à mieux comprendre la transition entre les modes plasmoniques localisés et les modes propagatifs ainsi que la caractérisation des propriétés électromagnétiques et plasmoniques des différents modes hybrides résultants de l'interaction entre ces modes plasmoniques. Cette meilleure compréhension permet de maitriser la réponse des matériaux plasmoniques pour améliorer la biodétection.

2. METHODOLOGIE

Nous utilisons la méthode modale hybride s'appuyant sur la combinaison de la méthode modale de Fourier (MMF) et la méthode des éléments finis (MEF). Ce nouvel outil numérique est suffisamment rapide pour permettre une simulation exhaustive [2] du potentiel de détection d'une biopuce intégrant à sa surface un réseau 1D structuré en faisant varier la période du régime micrométrique au nanométrique. Nous cartographions et quantifions ainsi la réponse en terme de sensibilité de la surface structurée suite à l'accrochage, et éventuellement la localisation des biomolécules, permettant l'ajustement des configurations optimales du design de la surface métallique. Il est possible d'élaborer ces puces structurées par lithographie à faisceau d'électrons focalisés et de les caractériser en terme de réflectivité et en terme de sensibilité à une couche biologique à l'aide des bancs d'imagerie de résonance de plasmons de surface. L'approche expérimentale a permis aussi la validation de notre étude paramétrique.

3. RESULTATS

Pour la première famille de structures étudiées, les biopuces 2D sont composées d'un film d'or structuré en réseau rectangulaire, alternativement d'épaisseur h1= 64.2 nm et h2= 49.2 nm, de longueur respectivement w1 et w2. La biopuce est éclairée par une onde plane monochromatique avec une longueur d'onde $\lambda=850$ nm et la propagation des plasmons, dans ce cas, est perpendiculaire aux lignes du réseau. La cartographie de la sensibilité ΔR (%/nm) de la surface à l'accrochage de film biomoléculaire nanométrique (Fig1. I) permet de distinguer deux comportements différents selon les valeurs des paramètres w1 et w2. Pour le premier sous-domaine, le plus large, correspondant à w1+w2> λ sp (avec λ sp est la longueur d'onde de plasmons soit 618nm dans ce cas), on peut constater une faible amélioration de la sensibilité entrecoupé de zones très peu sensibles. Par contre, pour le second sous-domaine, qui correspond à w1+w2 < λ sp/2, nous obtenons une amélioration importante de la sensibilité comparée à celle d'une biopuce conventionnelle.

Pour la seconde famille étudiée, les biopuces intègrent un réseau binaire de pistes, avec h1 = 58 nm (et h2=0 nm) avec une propagation des plasmons, dans ce cas, parallèle aux lignes du réseau, et permettant une structuration des motifs plus grande et facile à réaliser. La réponse de deux structures avec différents paramètres géométriques est illustrée Fig.1 II. La première structure est caractérisée par w1= w2 = 5 μ m (>> λ sp). Nous avons montré que le gain réalisé dans ce cas est de 1.76 en termes de signal/biomolécule. Pour la deuxième structure, plus compacte, avec w1=w2=700 nm ($\approx \lambda$ sp) qui tendra à confiner le mode propagatif, la nappe angulo-spectrale de la réflectivité montre l'existence de deux modes : un mode localisé principalement sur la partie supérieure des pistes et l'autre localisé sur les côtés. Pour ce dernier mode, le gain en sensibilité calculé atteint 2.3.

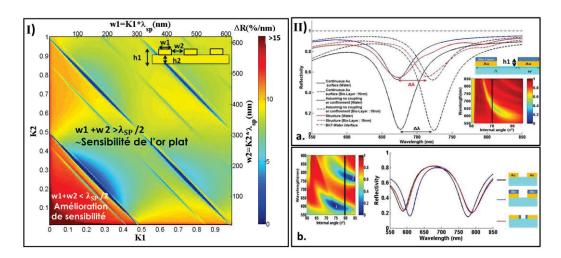


Fig. 1:I) Cartographie de la sensibilité ΔR (% / nm) de la surface nano-structurée. II) Courbes de réflectivité spectrale d'une structure (a) avec une période $\Lambda=10~\mu m$ et une largeur de piste w1=5nm >> λsp . (b) avec w1=700 nm $\approx \lambda sp$ et une période $\Lambda=1400$ nm. Les courbes de réflectivité spectrale correspondantes à une couche (ep=15 nm) adsorbée sur les différentes zones de la piste sont également illustrées. Les encarts représentent les nappes angulo-spectrale de la réflectivité.

RÉFÉRENCES

[1]Hottin J., J. Moreau, and M. Canva, "Plasmonic DNA: towards genetic diagnosis chips", Plasmonics, "Plasmonics and DNA" special issue, Vol. 2, 201-215 (2007).

[2] Chamtouri M., A. Dhawan, M. Besbes J. Moreau, H. Ghalila, T. Vo-Dinh and M. Canva, "Enhanced SPR sensitivity with nano-micro-ribbon grating-an exhaustive simulation mapping", soumis (2013).

PROPRIETES OPTIQUES ET PHYSIQUES DES COUCHES DE NANOFILS DE SILICIUM POREUX POUR DES APPLICATIONS PHOTOVOLTAÏQUES

J. Charrier¹, A. Najar², .P. Pirasteh¹

¹Université européenne de Bretagne, FOTON, CNRS, UMR 6082, BP80518, F-22305 Lannion Cedex, France

²King Abdullah University of Science and Technology (KAUST), Kingdom of Saudi Arabia

joel.charrier@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Des nanofils verticaux en silicium poreux présentant une forte densité ont été élaborés sur substrat de silicium en utilisant un procédé électrochimique de gravure. Ces couches ont été observées par MEB et MET ce qui a permis d'en déduire que les nanofils de silicium poreux ont une forme conique. La réflectance de ces couches a été mesurée et est inférieure à 0.1% pour des épaisseurs supérieures à 10 µm. La réflectance de ces couches a été modélisée en utilisant le formalisme des matrices de transfert associé au modèle de Bruggeman et en considérant la forme conique observée de ces nanofils. Les résultats théoriques sont discutés et confirment ceux expérimentaux. La remarquable diminution de la réflectivité des ces couches montrent que les couches de nanofils en silicium poreux ont une forte potentialité comme couche antireflet pouvant être utilisée dans le domaine des cellules solaires.

MOTS-CLEFS: nanofils de silicium; caractérisations physiques; spectre de réflectance; couche antireflet; modélisation.

1. Introduction

Les matériaux nanostructurés tel que le silicium poreux présentent des potentialités dans le domaine de la photovoltaïque, du fait de sa facile modulation d'indice de réfraction et de sa faible valeur, pouvant être ainsi utilisés comme couche antireflet pour les cellules solaires. Récemment, des nanofils de silicium, alignés verticalement, présentant une faible réflectivité et une large bande d'absorption ont été étudiés.

Dans ce travail, nous présentons l'élaboration de nanofils verticaux en silicium poreux, leurs caractérisations physiques (observations TEM, SEM, EDX et PL) et l'évolution de leur réponse spectrale en fonction de l'épaisseur de ces couches. Les caractérisations physiques de ces nanofils (taille, forme, densité) et leur réflectance ainsi que la modélisation de cette réflectance en considérant la forme de ces nanofils sont également décrites. L'absorbance de ces couches en est également déduite [1, 2].

2. ETUDES EXPERIMENTALES ET THEORIQUES

Les couches de nanofils de silicium poreux ont été élaborées par attaque électrochimique assistée par un apport d'Ag d'un substrat de silicium monocristallin de type N (ρ = 0,01-0.02 Ω cm) d'orientation cristalline (100) par gravure dans une solution de HF pour différentes durées d'attaque permettant d'obtenir des couches de nanofils de différentes épaisseurs.

Les couches obtenues ont d'abord été étudiées par MEB et MET. Les figures 1 montrent des vues de la tranche et de la surface de ces échantillons révélant une densité importante de nanofils verticaux. Les images de MET montrent que les nanofils ont une forme conique et elles révèlent la porosité de ces nanofils (la taille des pores varie de l'ordre de 10 à 50 nm) et un diamètre du nanofil environ égal à 150 nm. La composition des nanofils par EDX a également révélé la présence de différentes liaisons SiO_x. Par ailleurs, la photoluminescence des nanofils de silicium a été étudiée en fonction du traitement chimique associé.

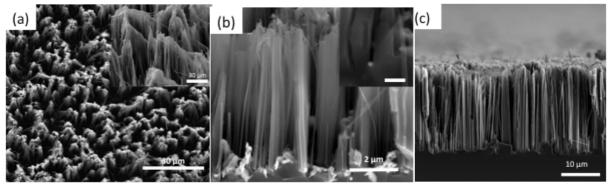
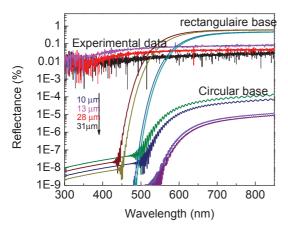


Fig 1 : (a) Vue de surface obtenue par MEB d'une couche de nanofils de silicium poreux, (b) et (c) Vue de la tranche obtenue par MEB d'une couche de nanofils de silicium poreux.



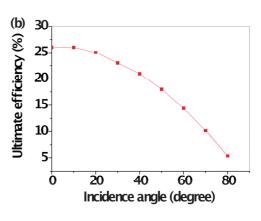


Fig 2 : (a) Spectres théoriques de la réflectance en utilisant une forme conique des nanofils et en utilisant une base rectangulaire ou circulaire pour différentes longueurs de nanofils de silicium poreux ($10 \mu m$, $13 \mu m$, $28 \mu m$ et $31 \mu m$ et expérimentale, (b) Rendement par rapport au spectre solaire des couches de nanofils de silicium poreux en fonction de l'angle d'incidence.

La réflectance de ces couches a été mesurée et modélisée en considérant la forme conique de ces nanofils (Figure 2a). Elle est inférieure à 0.1% pour des épaisseurs supérieures à 10 µm. L'absorbance de ces couches en est également déduite et révèle un plateau d'absorbance proche de 100% sur une large gamme de longueur d'onde. De cette étude, le rendement a été également étudié en fonction de l'angle d'incidence (Figure 2b). Par ailleurs, la modélisation révèle qu'une oxydation partielle de ces couches augmente le niveau de réflectance. Ainsi, la très faible réflectivité de ces couches montre que les couches de nanofils en silicium poreux ont une forte potentialité comme couche antireflet dans le domaine des cellules solaires.

CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons démontré la réalisation de nanofils en silicium verticaux présentant une forte densité et une réflectance inférieure à 0.1% pour des couches d'épaisseur supérieure à $10~\mu m$. Les caractérisations physiques et optiques ont été étudiées ce qui a permis de modéliser la réflectance de ces couches en considérant la forme des nanofils comme un cône . Les résultats théoriques confirment ceux expérimentaux. L'ensemble de ces résultats sera présenté.

RÉFÉRENCES

[1] A. Najar, J. Charrier, P. Pirasteh and R. Sougrat, "Ultra-Low Reflection Porous Silicon Nanowires for Solar Cell Applications", *Optics Express, Vol. 20 Issue 15, pp. 16861-16870 (2012).*[2] J. Charrier, A. Najar, and P. Pirasteh, "Study of optical absorbance in porous silicon nanowires for solar cell applications", soumis à Applied Surface Science.

EFFET D'ENTONNOIR ET CONCENTRATION DE LA LUMIÈRE DANS DES COMBINAISONS DE NANORÉSONATEURS MÉTAL-ISOLANT-MÉTAL

Paul Chevalier^{1,2}, Patrick Bouchon¹, Fabrice Pardo², Jean-Luc Pelouard² et Riad Haïdar¹

ONERA, The French Aerospace Lab, 91761 Palaiseau, France
 Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France
 paul.chevalier@onera.fr

RÉSUMÉ

Par une analyse énergétique, nous étudions l'effet d'entonnoir à lumière et la dissipation de l'énergie dans diverses combinaisons de nanostructures résonnantes métal-isolant-métal. Cette étude met en avant la possibilité de tri de photon à l'échelle sub-longueur d'onde.

Mots-clefs: plasmonique; nanostructures; tri de photon; MIM

1. Introduction

Les résonateurs plasmoniques métal-isolant-métal peuvent absorber totalement la lumière incidente [1]. Il a été montré sur un réseau de sillons sub-longueur d'onde, que l'énergie incidente est totalement dirigée vers l'ouverture des résonateurs grâce à l'interférence magnéto-électrique entre l'onde incidente et le champ évanescent sortant du résonateur [2], on parle alors d'effet entonnoir. Pour voir cela, le vecteur de Poynting est séparé en trois termes à flux conservatifs, correspondant au flux incident, au flux du champ évanescent et enfin au terme d'interférence magnéto-électrique. Ce dernier est le principal contributeur à l'effet d'entonnoir en redistribuant l'énergie issue du champ incident vers les ouvertures du résonateur.

2. COMBINAISON DE RÉSONATEURS MIM

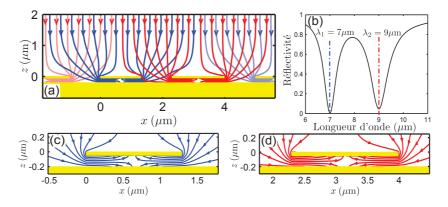


FIGURE 1 : Juxtaposition de résonateurs MIM rubans de hauteur $h = 200 \,\text{nm}$, de largeurs $w_1 = 1288 \,\text{nm}$ et $w_2 = 1687 \,\text{nm}$ sur une période $d = 5 \,\mu\text{m}$. (a) Lignes de flux du vecteur de Poynting. (b) Spectre en réflectivité de la structure. Vue détaillée à proximité des rubans pour (c) $\lambda_1 = 7 \,\mu\text{m}$ et (d) $\lambda_2 = 9 \,\mu\text{m}$.

Cette analyse énergétique peut être aussi appliquée à des géométries d'antennes plus complexes, et en particulier à la combinaison de plusieurs sillons ou rubans MIM au sein de la même période sub-longueur d'onde [3, 4]. Par exemple, en Fig. 1, l'effet entonnoir est mis en évidence pour une structure faite de la juxtaposition de deux rubans MIM résonnant à deux longueurs d'onde différentes. Pour ces deux longueurs d'onde de résonance, les photons sont dirigés vers les ouvertures de la cavité résonnante correspondante. Cette analyse énergétique permet de constater que dans cette combinaison de

résonateurs, les photons sont triés en fonction de leur énergie sur une échelle caractéristique bien plus faible que leur longueur d'onde.

Afin de combiner un plus grand nombre de résonateurs, il est aussi possible d'empiler des rubans MIM les uns au-dessus des autres comme présenté en Fig. 2. Les trois rubans MIM ont chacun une longueur d'onde de résonance différente et on voit que pour chacune de ces trois longueurs d'onde de résonance l'effet entonnoir est mis en évidence. Le spectre en réflectivité de cette structure montre que cette combinaison augmente la largeur d'absorption globale de la structure.

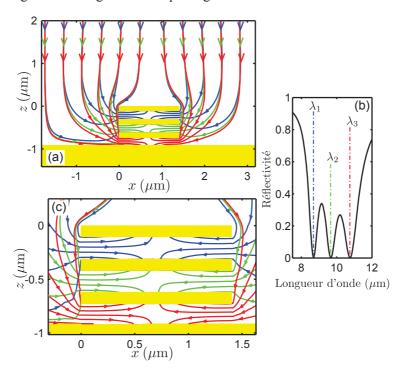


FIGURE 2 : Superposition de rubans MIM de largeur $w=1.4\,\mu\mathrm{m}$ sur une période $d=5\,\mu\mathrm{m}$. L'indice du diélectrique dans les cavités est respectivement (du haut vers le bas) de $n_1=2.7$, $n_2=3$ et $n_3=3.3$. (a) Lignes de flux du vecteur de Poynting. (b) Réflectivité de la structure en polarisation TM et en incidence normale : $\lambda_1=8.7\,\mu\mathrm{m}$, $\lambda_2=9.7\,\mu\mathrm{m}$ et $\lambda_3=10.7\,\mu\mathrm{m}$. (c) Vue détaillée des lignes de flux du vecteur de Poynting.

CONCLUSION

L'effet d'entonnoir de la lumière est décrit sur des combinaisons de nano-résonateurs, et montre qu'un tri de photon à l'échelle sub-longueur d'onde peut être réalisé. De plus l'ajout de résonateurs module l'absorption d'une surface de sorte qu'il est possible de sculpter celle-ci avec une grande souplesse, dans le but de réaliser des absorbants large bande.

- [1] P. Bouchon, F. Pardo, B. Portier, L. Ferlazzo, P. Ghenuche, G. Dagher, C. Dupuis, N. Bardou, R. Haïdar, and J. Pelouard, "Total funneling of light in high aspect ratio plasmonic nanoresonators," *Applied Physics Letters*, vol. 98, p. 191109, 2011.
- [2] F. Pardo, P. Bouchon, R. Haïdar, and J. Pelouard, "Light funneling mechanism explained by magnetoelectric interference," *Physical Review Letters*, vol. 107, no. 9, p. 93902, 2011.
- [3] C. Koechlin, P. Bouchon, F. Pardo, J. Jaeck, X. Lafosse, J. Pelouard, and R. Haidar, "Total routing and absorption of photons in dual color plasmonic antennas," *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 24, pp. 241 104–241 104, 2011.
- [4] P. Chevalier, P. Bouchon, R. Haïdar, and F. Pardo, "Funneling of light in combinations of metal-insulator-metal resonators," *Journal of Nanophotonics*, vol. 6, no. 1, pp. 063 534–063 534, 2012.

FABRICATION DES STRUCTURES SUB-MICROMÉTRIQUES 3D PAR LA MÉTHODE DE GRAVURE DIRECTE PAR ABSORPTION À UN PHOTON

Mai Trang Do¹, Qinggele Li¹, Thi Thanh Ngan Nguyen^{1,2}, Henri Benisty³, Isabelle Ledoux-Rak¹, and Ngoc Diep Lai¹

¹ Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, UMR CNRS 8537, Institut D'Alembert, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 94235 Cachan cedex, France

² Institute of Materials Science, Vietnam Academy of Science and Technology, 18 Hoang Quoc Viet, Cau Giay, Hanoi, Vietnam

³ Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, UMR 8501 CNRS, Université Paris-Sud, F-91127 Palaiseau cedex, France

nlai@lpqm.ens-cachan.fr

RÉSUMÉ

Nous avons conçu et mis au point une technique de gravure directe par laser par absorption à un photon, et démontrée qu'il s'agit d'une excellente méthode pour fabriquer des structures 3D sub-micrométriques de forme arbitraire. L'idée est fondée sur l'utilisation d'une photorésine qui présente une absorption linéaire ultra-faible à la longueur d'onde du laser d'excitation. Des structures 2D et 3D en photorésine SU8 (dimension \approx 150 nm) ont été fabriquées en utilisant un laser continu à 532 nm sous une puissance de seulement 2 mW.

MOTS-CLEFS: Gravure directe par laser; Nanofabrication; Cristal photonique 3D.

1. Introduction

Jusqu'à présent, il n'était pas possible d'utiliser l'excitation à un photon (OPA, one-photon absorption) pour fabriquer des structures sub-micrométriques 3D. En effet, dans le cas d'une forte absorption linéaire, le matériau absorbe la plupart des photons à sa surface et l'intensité lumineuse diminue exponentiellement le long de la direction de propagation de la lumière. Si l'échantillon est épais, l'intensité du faisceau laser tombe à zéro même dans la région de focalisation d'un objectif de microscope (OM) à forte ouverture numérique (ON). Jusqu'à maintenant, le système optique utilisant l'OPA n'a donc servi qu'à traiter un matériau mince, qui est repositionné dans le plan focal de l'OM. Toutefois, nous pouvons remarquer que la technique d'OPA a principalement utilisé un faisceau laser dont la longueur d'onde est centrée dans la bande d'absorption maximale du matériau afin d'optimiser le processus d'excitation.

2. ADRESSAGE OPTIQUE 3D PAR L'ABSORPTION ULTRA-FAIBLE À UN PHOTON

Nous avons imaginé et et mis en oeuvre une nouvelle méthode très simple mais efficace, se basant sur l'absorption linéaire de la photorésine, pour fabriquer des structures similaires à celles obtenues par la méthode d'excitation à deux photons (TPA, two-photon absorption). En effet, nous avons exploité l'utilisation de la technique d'OPA, mais en modifiant la longueur d'onde de travail du laser utilisé en la choisissant, non pas au maximum de la bande d'absorption du polymère, mais au bord de la bande d'absorption du matériau étudié (LOPA, low one-photon absorption). Grâce à une absorption très faible, l'intensité diminue de façon négligeable au cours de la propagation dans le matériau. En utilisant un OM de grande ON, le faisceau laser est bien focalisé avec une intensité très élevée au point focal. La figure 1 montre les résultats des simulations de la distribution de l'intensité dans la région focale en tenant compte de l'absorption du matériau [1]. Le spot de focalisation garde la même intensité et la même forme pour différentes profondeurs. L'intensité lumineuse est $\approx 10^8$ fois plus grande que celle obtenue sans focalisation. C'est pourquoi quelques milliWatts suffisent pour atteindre une intensité lumineuse très forte au point focal, permettant d'induire des effets optiques ou photochimiques dans cette région. En outre, puisque nous travaillons avec l'absorption linéaire, un simple laser continu est suffisant, ce qui

présente beaucoup d'avantages par rapport à la technique de TPA. Dans le cadre de ce travail, nous avons démontré l'intérêt de l'utilisation de cette microscopie LOPA comme une méthode simple, efficace et peu coûteuse de fabrication de différentes structures 2D et 3D sub-micrométriques [1].

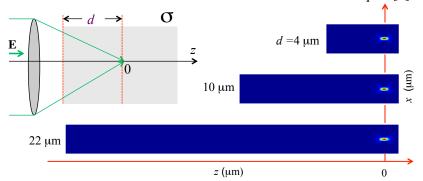


FIGURE 1 : Focalisation de la lumière ($\lambda = 532$ nm) à l'intérieur d'un matériau de faible absorption ($\sigma = 723$ m⁻¹) par un objectif de microscope de grande ouverture numérique (ON=1,35, n=1,5). La distribution de l'intensité lumineuse dans la région focale reste presque la même pour différentes profondeurs (d = 4, 10, et 22 μ m, etc.).

3. FABRICATION DES STRUCTURES 3D SUB-MICROMÉTRIQUES DE FORMES ARBITRAIRES

La figure 2 montre une structure 3D en "tas de bois" fabriquée par la méthode de gravure directe par laser via notre méthode LOPA. La taille de la structure est contrôlée par le temps d'exposition, et peut descendre jusqu'à 150 nm. De toute évidence, une structure 3D sub-micrométrique est bien créée, similaire au résultat obtenu par la méthode de gravure directe par laser par l'effet de TPA. Cependant, la technique de LOPA n'exige qu'une puissance très faible, généralement de 2 à 7 mW, d'un laser continu à 532 nm, qui est un laser standard et à faible coût. De plus, l'utilisation d'une longueur d'onde courte (532 nm contre 810 nm de TPA) permet de réduire la taille du "voxel" (motif obtenu avec une seule exposition du spot de focalisation), qui est liée à la limite de diffraction de l'optique.

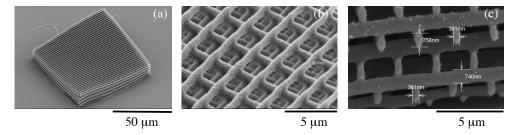


FIGURE 2 : Image en microscope électronique d'une structure 3D en "tas de bois" fabriquée par la méthode de gravure directe par absorption ultra-faible à un photon. (a) vue générale, (b) vue de dessus, (c) vue de côté.

CONCLUSION

Nous avons proposé et mis en oeuvre une méthode originale, appelée LOPA, se basant sur l'utilisation d'un laser dont la longueur d'onde tombe dans un domaine où l'absorption de la photorésine utilisée est ultra-faible. Des structures sub-micrométriques 1D, 2D, et 3D de formes arbitraires, avec la taille est aussi petite que 150 nm, sont fabriquées dans la photorésine SU8. Cette méthode, simple et à faible coût, utilisant un laser continu de faible puissance, est très importante pour de nombreuses applications en optique/photonique et en biologie.

RÉFÉRENCES

[1] M. T. Do, Q. Li, T. T. N. Nguyen, H. Benisty, I. Ledoux-Rak, and N. D. Lai, "High aspect ratio sub-micrometer two-dimensional structures fabricated by one-photon absorption direct laser writing," Microsystem Technologies, accepted (2013).

FILTRE INFRAROUGE EN TRANSMISSION UTILISANT DES EFFETS D'ANTI-RÉSONANCE DANS DES STRUCTURES SUB-LONGUEUR D'ONDE

Thomas Estruch^{1,*}, Julien Jaeck¹, Sophie Derelle¹, Fabrice Pardo², Grégory Vincent¹, Jérôme Primot¹ and Riad Haidar¹

ONERA - The French Aerospace Lab, F-91761, Palaiseau, France
 Laboratoire de Photonique et de Nanostructures - CNRS, F-91461, Marcoussis, France
 thomas.estruch@onera.fr

Résumé

L'objectif est de présenter un concept de filtre infrarouge en transmission basé sur la superposition de réseaux métalliques sub-longueur d'onde. La structure admet une transmission extraordinaire associée à un très bon taux de réjection hors bande passante. Ce type de filtre est assemblé en champ proche et étudié spectralement sur un banc expérimental permettant de contrôler la position relative des réseaux superposés au nanomètre près.

Mots-clefs: Infrarouge, Filtrage Spectral, Accordabilité, Caractérisation Optique

Références

- S. Collin, G. Vincent, R. Haïdar, N. Bardou, S. Rommeluère, and J.-L. Pelouard, Phys. Rev. Lett. 104, 027401 (2010).
- [2] R. Haïdar, G. Vincent, S. Collin, N. Bardou, N. Guérineau, J. Deschamps, and J.-L. Pelouard, Appl. Phys. Lett. 96, 221104 (2010).
- [3] H. B. Chan, Z. Marcet, K. Woo, D. B. Tanner, D. W. Carr, J. E. Bower, R. A. Cirelli, E. Ferry, F. Klemens, J. Miner, C. S. Pai, and J. A. Taylor, Opt. Lett. 31, 516 (2006).
- [4] C. Cheng, J. Chen, D. Shi, Q. Wu, F. Ren, J. Xu, Y. Fan, J. Ding, and H. Wang, Phys. Rev. B 78, 075406 (2008).
- [5] V. Babicheva and Y. Lozovik, in AIP Conference Proceedings, vol. 1291 (2010), vol. 1291, p. 103.
- [6] T. Estruch, J. Jaeck, F. Pardo, S. Derelle, J. Primot, J. Pelouard, and R. Haidar, Opt.Lett. 36, 3160 (2011).
- [7] T. Ebbesen, H. Lezec, H. Ghaemi, T. Thio, and P. Wolff, Nature 391, 667 (1998).
- [8] J. A. Porto, F. J. García-Vidal, and J. B. Pendry, Phys. Rev. Lett. 83, 2845 (1999).
- [9] T. Estruch, F. Pardo, B. Portier, J. Jaeck, S. Derelle, and R. Haidar, Opt. Exp. 20, 27155 (2012).

Ces vingt dernières années, de nombreuses études ont porté sur l'utilisation de réseaux sub-longueur d'onde mettant en jeu des résonances de type plasmonique pour la réalisation de fonctions optiques et notamment pour des applications de filtrage spectral dans l'infrarouge [1, 2]. Dans ce domaine plus particulièrement, les filtres conçus se doivent d'allier une forte amplitude de transmission à la résonance ainsi qu'un bon rapport de réjection en dehors de la bande passante. Pour répondre à ces besoins, nous avons choisi de nous intéresser à la superposition de réseaux métalliques sub-longueur d'onde suspendus [3, 4]. Ce type de filtre connaît un intérêt croissant car sa figure de transmission dépend fortement de la position relative entre les deux réseaux et en fait ainsi un candidat idéal pour les applications d'imagerie multispectrale. En effet, lorsque les deux réseaux interfèrent à quelques microns de distance et sont donc en configuration « champ proche » (i.e. l'influence des ordres evanescents n'est plus négligée), une extinction extraordinaire aux hautes longueurs d'onde [5, 6] vient se juxtaposer à la transmission extraordinaire plus largement connue [7, 8]. Nous avons récemment mis en évidence les mécanismes d'interférences multi-ondes responsables de l'apparition de cette extinction aux hautes longueurs d'onde. En effet, grâce à un modèle basé sur la traduction de la structure optique en graphes de fluence et l'utilisation du formalisme de Mason [9], nous avons démontré que cette anomalie résulte d'un transfert d'amplitude entre les ordres évanescents et l'ordre propagatif qui, lorsque le nombre de réflexions dans la cavité augmente, donne lieu à un zéro de transmission. Ce formalisme, à la fois facile à mettre en place et efficace, permet de valider l'interprétation que l'on a de la physique sous-jacente des structures optiques résonantes étudiées. La force de la structure en réseaux superposés est donc de présenter une transmission extraordinaire encadrée par deux zéros. Le premier zéro aux basses longueurs d'onde correspond à l'anomalie de Rayleigh-Wood et est défini principalement par la période des réseaux, tandis que le second zéro aux hautes longueurs d'onde peut être contrôlé par la position relative entre les réseaux (espace entre les réseaux et alignement transversal entre les motifs périodiques d'un réseau par rapport à l'autre). Nous avons en ce sens mis en place un banc expérimental qui permet d'étudier l'interaction en champ proche entre des structures sub-longueur d'onde sus pendues. Il s'agit d'un réel challenge expérimental puisqu'il s'agit d'approcher dynamiquement, et ce grâce à des actionneurs mécaniques, deux surfaces de manière parallèle et à quelques micromètres l'une de l'autre. L'objectif de ce banc est, dans un premier temps, de vérifier l'existence ainsi que les comportements spectraux observés en simulation numérique pour l'extinction aux hautes longueurs d'onde. Il permet également de réaliser des filtres dont la figure spectrale peut être modifiée en temps réel grâce au contrôle de la position relative entre les réseaux par une platine piézoélectrique de résolution nanométrique et ce en vue d'une miniaturisation future (utilisation de MEMS). Nous pensons que ce banc est un atout non négligeable pour améliorer la conception et la caractérisation de nouveaux concepts de filtres dans l'infrarouge pour une application à l'imagerie multispectrale.

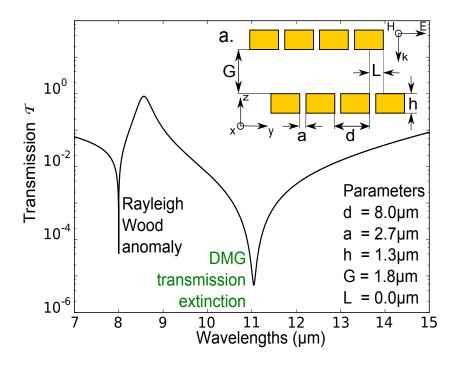


FIGURE 1 : Spectre en transmission et en incidence normale correspondant à la structure en réseaux superposés pour G < d/2. Deux extinctions sont clairement visibles : l'anomalie de Rayleigh Wood aux alentours de $\lambda = d$ et une extinction quasi parfaite de la transmission aux hautes longueurs d'onde. Insert : schéma de la structure avec paramètres géométriques.

CARACTERISATION DE NANO OBJETS PAR GENERATION DE SECONDE HARMONIQUE LOCALISEE SOUS POINTE METALLIQUE

Patrick Hsia¹, Ivan Berline¹, Fabrice Charra¹, Céline Fiorini-Debuisschert¹

¹ Lab. de Nanophotonique, CEA Saclay DSM/IRAMIS/SPCSI, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France patrick.hsia@cea.fr

RÉSUMÉ

Un nouveau principe de microscopie à sonde locale est présenté dans cette communication. Un volume nanométrique de molécules dipolaires non-linéaires est déposé sur un substrat et est orienté sous une pointe d'or, brisant ainsi localement la symétrie du système et donnant lieu à un signal localisé de second harmonique sous excitation laser. Nous mettons en évidence la possibilité d'utiliser cette nano source de lumière pour l'imagerie de nano-objets avec une résolution sub-longueur d'onde.

MOTS-CLEFS: *GSH*; pointe; exaltation de champ

1. Introduction

Dépasser la limite de résolution de Rayleigh est devenu possible en extrayant les informations contenues dans les ondes évanescentes, confinées dans le champ proche. C'est le principe du microscope en champ proche où une pointe effilée est placée à proximité immédiate d'une surface ; soit pour collecter les ondes évanescentes, soit pour les diffuser en champ lointain. Cependant, la géométrie de la pointe entraine un rapport signal sur bruit souvent insatisfaisant conduisant à une résolution limitée. Des phénomènes d'exaltation de champ résultant de la singularité géométrique de pointes (effets dit de « »lightning-rod »), ont récemment été mis à profit pour dépasser les limites de résolution de la microscopie en champ proche « conventionnelle », par exemple la microscopie de fluorescence exaltée par pointe. Bien que des résultats très prometteurs aient pu être obtenus, on peut cependant déplorer un certain nombre de problèmes intrinsèques au processus : photodégradation des molécules lorsqu'elles luminescent, compétition entre des effets d'amplification (via l'excitation de plasmons localisés) et d'inhibition de la fluorescence (modification des propriétés radiatives) induits par le couplage à des nano-objets métalliques ...

Une approche alternative consiste à utiliser des processus non-linéaires de conversion de fréquence (doublage de fréquence par exemple). Contrairement à la fluorescence, l'émission dans ce cas résulte non plus de phénomènes de relaxation radiative à partir d'un état excité, mais d'un rayonnement non-linéaire, notamment à fréquence 2ω suite à l'interaction du milieu avec un faisceau laser intense à fréquence fondamentale ω (via la susceptibilité du second ordre $\chi^{(2)}$ du matériau).

2. PRINCIPE DE L'EXPERIENCE

Le principe de l'expérience que nous avons mise en place consiste à exploiter les effets de génération de second harmonique (SHG) en milieu moléculaire. Contrairement à la fluorescence, la SHG d'une molécule individuelle n'est pas détectable, d'où la nécessité de trouver des moyens de briser localement la centrosymétrie inhérente à un ensemble de molécules en solution. L'idée que nous avons développée consiste à tirer parti de la localisation du champ électrique au niveau de la jonction d'un microscope à effet tunnel (STM) de façon à créer une non-centrosymétrie locale suite à l'orientation de molécules le long du champ (figure 1). Nous avons ainsi pu mettre en évidence la possibilité de mesurer un signal de SHG induit par un champ électrique, ce signal résultant du

couplage nonlinéaire d'un laser femtoseconde sur une pointe métallique réalisée par attaque électrochimique [3,4] et immergée dans une solution de molécules fortement nonlinéaires. La dépendance du signal émis à la fois avec la tension appliquée à la jonction, la concentration en molécules ou la hauteur de la jonction montre de façon non équivoque que celui-ci provient bien de l'orientation d'un nombre limité de molécules sous la pointe métallique [2].

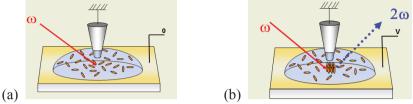


Fig. 1 : (a) Molécules distribuées de façon centrosymétrique (pas de SHG) (b) Brisure de symétrie par application d'un champ électrique statique E (SHG).

Dans le contexte actuel de développement de pointes dites actives pour la microscopie en champ proche [5], de tels effets apparaissent comme un moyen simple et immédiat de fonctionnaliser une pointe métallique, aucune technique particulière de manipulation ou d'ancrage de nano-objets n'étant ici nécessaire.

Notre objectif est d'étudier les performances de cette technique en termes de résolution. Nous présenterons et discuterons plus précisément les résultats que nous avons récemment obtenus pour l'imagerie de nanofils d'or lithographiés d'une largeur d'une dizaine de nanomètres (figure 2).

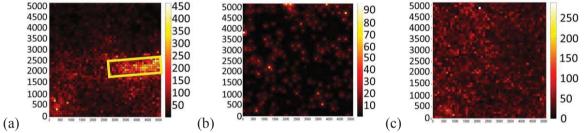


Fig. 1 : Imagerie SHG de nano-fils de 120 nm de largeur : (a) à 80 V/ μ m, polarisation dans l'axe des fils, (b) à $0V/\mu$ m, (c) à 80 V/ μ m, polarisation perpendiculaire à l'axe des fils

- [1] A. Hartschuh, "Tip-Enhanced Near-Field Optical Microscopy", Angew. Chem. Int. Ed., vol. 47, pp. 8178–8191, 2008.
- [2] I. Berline, C. Fiorini-Debuisschert, C. Royal, L. Douillard and F. Charra, "Molecular second harmonic generation induced at a metallic tip", J. of Appl. Phys., vol. 104, 10, pp. 103113-1-103113-6, 2008.
- [3] B. Ren, G. Picardi and B. Pettinger. "Preparation of gold tips suitable for tip-enhanced Raman spectroscopy and light emission by electrochemical etching", Rev. of Sci. Instr., vol. 75, 4, pp. 837–841, 2004.
- [4] L. Billot, L. Berguiga, M.L. de la Chapelle, Y. Gilbert and R. Bachelot, "Production of gold tips for tipenhanced near-field optical microscopy and spectroscopy: analysis of the etching parameters", Eur. Phys. J.-Appl. Phys., vol. 31, 2, pp. 139–145, 2005.
- [5] Y. Gan, Rev. Sci. Instrum., 78 081101 (2007) et références citées. Michaelis, C. Hettig, J. Mlynek, V. Sandoghdar, Nature, 405, 6784, 325 (2000) S. Kühn, C. Hettich, C. Schmitt, J.-P. Poizat, and V. Sandoghdar, J. Microsc. 202, 2-6 (2001) Y Sonnefraud, et al., Optics Express 14, 22, 10596, (2006).
- [6] L. Novotny, B. Hecht and D.W. Pohl, "Implications of high resolution to near-field optical microscopy", Ultramicroscopy, vol. 71, pp. 21–29, 1998.
- [7] A. Bouhelier, M. Beversluis and L. Novotny, "Near-field second-harmonic generation induced by local field enhancement", Phys. Rev. Lett., vol. 90, 1, pp. 013903-1–013903-4, 2003.

ORGANISATION SUPRAMOLECULAIRE DE DERIVES D'AZOBENZENES

Maud Jaouen¹, Céline Fiorini-Debuisschert¹, Fabrice Charra¹, Nicolas Desboeufs², Khalid Lahlil², ThierryGacoin², Jean-Pierre Boilot²

maud.jaouen@cea.fr

RÉSUMÉ

L'auto-assemblage de molécules azoïques sur des surfaces d'or a été mis en évidence grâce à un microscope à effet tunnel (STM) travaillant à l'interface liquide/solide. Des études d'illumination in-situ semblent indiquer un problème de gêne stérique entre les entités azobenzènes ainsi qu'un couplage assez fort entre les molécules et la surface.

MOTS-CLEFS: azobenzène; photo-isomérisation; microscope à effet tunnel

1. Introduction

Avec le développement des techniques de microscopie à sonde locale, la possibilité de contrôler l'organisation de la matière à l'échelle moléculaire est explorée par de nombreux groupes de recherche. De ce point de vue, l'étude de molécules photo-actives formant des monocouches auto-assemblées (SAMs) apparaît comme une alternative particulièrement prometteuse. La lumière est en effet un stimulus externe intéressant, car sans contact direct avec les molécules étudiées et facilement adaptable par modification de sa polarisation ou de sa longueur d'onde. Parmi les molécules photochromes étudiées, les azobenzènes présentent de nombreux avantages tels qu'une isomérisation réversible entre deux états structurellement différents (polarité, repliement...), une faible fatigabilité par rapport aux cycles excitation-relaxation, ainsi qu'une cinétique de photo-isomérisation ajustable selon les substituants rajoutés de part et d'autre du groupement [1]. De nombreuses études ont été réalisées à l'échelle mésoscopique mettant en évidence des changements de volume conséquents des molécules suite à leur photo-isomérisation Trans-Cis. Par ailleurs, il est à présent bien établi que cette réaction implique des effets photomécaniques conséquents : une réorientation photo-induite des molécules ainsi qu'un transport de matière [2].

Notre but est d'étudier la possibilité de mettre en œuvre de tels mouvements moléculaires photo-induits pour la manipulation contrôlée de nano-objets. Afin de mieux comprendre les propriétés photomécaniques de molécules uniques d'azobenzènes, nous avons entrepris lors d'une première étape, la caractérisation de l'assemblage de molécules azoïques sur des surfaces d'or atomiquement planes par STM, à l'interface liquide/solide.

2. EXPERIENCES

Pour obtenir une monocouche de molécules auto-assemblées sur de l'or, une voie couramment utilisée consiste à exploiter la particularité des alcanes thiols de former des réseaux denses et uniformes sur des surfaces d'Au<11> en y greffant le groupement moléculaire voulu. Il est à noter que l'auto-organisation de molécules ainsi substituées n'est pas systématiquement conservée à cause de leur encombrement potentiel et donc que la méthode de greffage du substituant doit être choisie judicieusement [3]. Différents systèmes associant ainsi une chaîne alcanethiol à un dérivé azobenzène ont été synthétisés par l'équipe du LPMC de Polytechnique. Nous avons pu mettre en évidence un réseau dense de maille hexagonale, similaire aux alcanes thiols dans le cas d'azobenzènes notés « azoC3 », greffés à une courte chaîne alcane (3 carbones) (voir figure 1). Néanmoins, aucune modification sous éclairement n'a été observée au STM. Des

¹ Laboratoire de NanoPhotonique CEA Saclay, DSM-IRAMIS-SPCSI, 91191 Gif-sur-Yvette, France

² Laboratoire de Physique de la Matière Condensée mixte CNRS UMR 7643, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France

mesures complémentaires d'angle de contact, utilisant le changement de polarité entre les états Trans et Cis, semblent confirmer l'absence de réaction au sein de cette SAM. Les modifications structurales photo-induites sont très fortement liées à la manière dont les molécules azoïques interagissent entre elles et avec la surface métallique. Ainsi, l'inhibition de la photo-isomérisation peut avoir plusieurs origines : (1) une gêne stérique mais aussi (2) l'existence de transferts d'énergie ou de charges entre les molécules et le substrat. Pour étudier l'influence de ces facteurs, de nouvelles molécules ont été synthétisées : (1) des disulfures asymétriques, molécules permettant à priori de doubler la distance entre azobenzènes et (2) des molécules greffées sur des chaînes alcanes plus longues (12 atomes de carbone) notées « azoC12 » qui permettent d'éloigner quantitativement l'entité photo-active de la surface et donc de diminuer son couplage à l'or.

Nous avons également étudié les SAMs formées par l' « azoC12 » qui ne présentent aucune organisation en STM malgré un ordre attesté en spectroscopie infrarouge. Cette technique, sondant les énergies de vibration des liaisons chimiques, indique une position en énergie des liaisons C-H compatibles avec une SAM très bien organisée. D'autre part, des tests d'absorption par spectroscopie UV-Visible réalisés sur des nanoparticules en solution d'Au de 5 nm de diamètre enrobées d' « azoC12 » semblent concluants quant à l'isomérisation des azos greffés sur la surface d'or. Il semblerait donc que la distance à la surface métallique est suffisante pour permettre la photo-isomérisation, mais également que la gêne stérique est limitée en regard du très grand rayon de courbure de ces petites particules.

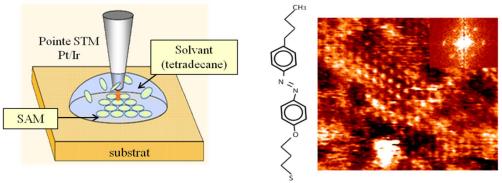


Fig. 1 : A gauche représentation schématique d'un STM fonctionnant à l'interface liquide/solide. A droite, image STM obtenue par cette méthode d'une SAM d' « azoC3 » (10*10 nm²) avec le spectre de Fourier,

CONCLUSION

Nous avons montré que différents effets peuvent modifier la dynamique de photo-isomérisation des dérivés azobenzènes assemblés en surface. Nous avons tenté de remédier à ces problèmes notamment par la synthèse de nouveaux dérivés azoïques qui par leur nature permettent de limiter ces effets. Entre autre, nous avons réussi à mettre en évidence la photo-réactivité de dérivés azobenzènes greffés à des nanoparticules d'or de faible diamètre. Par la suite, nous nous proposons d'utiliser la photo-isomérisation des molécules pour induire un mouvement au sein de la nanoparticule.

REMERCIEMENTS

Ce travail a bénéficié d'une aide de l'Agence Nationale de la Recherche portant la référence ANR-2010-BLAN-1004-COME-ON.

REFERENCES

- [1] P. Lefin, C. Fiorini, JM. Nunzi, Pure Appl Opt, 7(1), 71, 1998.
- [2] J. A. Delaire, K. Nakatani, Chem. Rev, 100, 1817-1845, 2000.
- [3] U. Jung et al, Langmuir, 26(17), 13913-13923, 2010.

DISPOSITIF SUB-LONGUEUR D'ONDE DE CONTROLE DE LA PHASE

Quentin Lévesque¹, Patrick Bouchon¹, Fabrice Pardo², Riad Haïdar^{1,3}, Jean-Luc Pelouard²

¹ ONERA The French Aerospace Lab, 91761 Palaiseau, France

² Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (CNRS-LPN), Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

³ École Polytechnique, Département de Physique, 91128 Palaiseau, France

quentin.levesque@onera.fr

RÉSUMÉ

Un dispositif basé sur la structuration sub-longueur d'onde Métal/Air/Diélectrique/Métal permet de réaliser un guide d'onde monomode pouvant modifier la phase d'un front d'onde localement en jouant sur la proportion respective d'air et de diélectrique au sein du guide. Des composants micro-optiques peuvent être développés à partir d'une juxtaposition adéquate de plusieurs de ces dispositifs.

MOTS-CLEFS: micro-optique plane; nanophotonique; guide d'onde;

1. Introduction

La miniaturisation des systèmes optiques à l'échelle de la longueur d'onde est un enjeu industriel. Elle permet une meilleure intégration, une plus grande robustesse et la possibilité du couplage direct entre l'optique et l'électronique. Ces micro-optiques requièrent des systèmes permettant la modulation d'un front d'onde à des échelles micrométriques. L'état de l'art met en évidence deux méthodes consistant en la gravure de nanofentes dans une couche plane de diélectrique [1] ou de métal [2]. Ces solutions ne permettent cependant pas d'obtenir une modulation à l'échelle nanométrique du front d'onde tout en restant technologiquement réalisables en vue d'applications industrielles directes. Nous proposons un dispositif remplissant un tel cahier des charges basé sur une structuration sub-longueur d'onde Métal/Air/Diélectrique/Métal (MADM).

2. PRINCIPE DU DISPOSITIF MADM

Le dispositif MADM représenté sur la figure 1.a lorsqu'il est éclairé par une front d'onde incident polarisé transverse magnétique (champ magnétique perpendiculaire à l'axe de structuration) se comporte comme un guide d'onde métallique dans lequel se propagent des modes guidés.

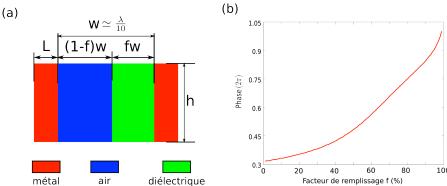


Fig. 1 : (a) Schéma du dispositif MADM avec L la largeur des parois métalliques, f le facteur de remplissage relatif à la proportion respective d'air et de diélectrique dans la fente de largeur w et de hauteur h. (b) Evolution de la phase de l'onde transmise à travers une structure MADM remplie d'air et de GaAs $(n_{GaAs} = 3,4) \text{ avec } h = 1,5 \ \mu\text{m}, \text{w} = 500\text{nm} \text{ et } L = 100\text{nm}.$

La largeur w de la structure est telle que le guide d'onde est monomode. L'indice optique du mode fondamental est modulé par la variation de la proportion relative de diélectrique et d'air. Il est ainsi possible, pour une hauteur h fixée adéquate, d'induire une phase à l'onde transmise allant de 0 à 2π comme représenté sur la figure 1.b . La largeur L des parois métalliques est supérieure à deux épaisseurs de peau de l'onde dans le métal (~25 nm) afin que le mode guidé reste bien confiné au sein de la structure MADM.

3. REALISATION D'UNE LENTILLE CYLINDRIQUE PLANE

La juxtaposition de plusieurs structures MADM avec des facteurs de remplissage f différents permet la modulation du front d'onde par son échantillonnage spatial dû à sa transmission à travers chaque structure MADM. Une lentille cylindrique de distance focale 6 μ m à la longueur d'onde λ de 5μ m avec une ouverture n'excédant pas 2λ . Le diélectrique considéré est du GaAs ($n_{GaAs}=3,4$), en considérant des dispositifs MADM de largeurs identiques égales à 500nm et de hauteur $2,2\mu$ m, nous obtenons une juxtaposition de 21 structures comme représenté sur la figure 2a.

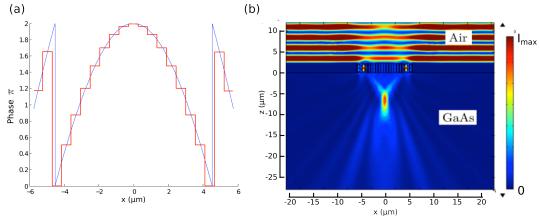


Fig. 2 : (a) Profil de phase (bleue) d'une lentille de diamètre 11,5μm ayant une distance focale de 6μm à λ=5μm et h=2,2μm. La juxtaposition de 21 structures MADM permet d'échantillonner spatialement ce profil (rouge). (b) Carte de l'intensité du champ électrique de ce système.

La carte d'intensité du champ électrique de la lentille ainsi obtenue est représentée sur la figure 2b. On observe une tache focale nettement contrastée et centrée à 6μ m. Nous démontrons ainsi que l'utilisation du dispositif MADM permet de réaliser une lentille à l'échelle de la longueur d'onde.

4. CONCLUSION

Le dispositif MADM permet de contrôler la phase d'un front d'onde à une échelle très sublongueur d'onde tout en gardant des contraintes technologiques réalisables (fentes larges et tolérantes aux imprécisions de fabrication). La juxtaposition de plusieurs structures MADM permet de réaliser des micro-optiques planes à l'échelle de la longueur d'onde.

- [1] P. Lalanne, S. Astilean, P. Chavel, E. Cambril et H. Launois, "Design and fabrication of blazed binary diffractive éléments with sampling periods smaller than the structural cutoff", JOSA A, Vol. 16, No. 5, 1999.
- [2] H. Shi, C. Wang, C. Du, X. Luo, X. Dong et H. Gao, "Beam manipulating by metallic nanoslits with variant widths", Optics Express, Vol. 13, No. 18, 2005.

NANOANTENNES PLASMONIQUES POUR LA DETECTION EXALTEE DE MOLECULES FLUORESCENTES A CONCENTRATIONS MICROMOLAIRES

Deep Punj¹, Mathieu Mivelle², Satish Babu Moparthi¹, Thomas Van Zanten², Hervé Rigneault¹, Niek F. Van Hulst^{2,3}, María García-Parajó^{2,3}, et Jérôme Wenger¹

jerome.wenger@fresnel.fr

RÉSUMÉ

La combinaison d'une nano-antenne plasmonique dimère avec une nano-ouverture métallique permet de détecter des molécules fluorescence dans des volumes 4 ordres de grandeurs plus faibles que la limite de diffraction, avec une exaltation de l'intensité de fluorescence par émetteur de plus de trois ordres de grandeur.

MOTS-CLEFS: antenne optique; plasmonique; fluorescence;

1. Introduction

Les nanoantennes plasmoniques sont des outils prometteurs pour contrôler et manipuler la lumière aux échelles nanométriques. Dans cette contribution, nous introduisons un nouveau type d'antenne plasmonique spécialement désignée pour la détection exaltée de molécules fluorescentes dans des solutions de concentrations élevées. La nanoantenne est basée sur une antenne dimère formée de deux hémisphères d'or entourée d'une ouverture percée dans un film métallique par faisceau d'ion focalisé (figure 1).

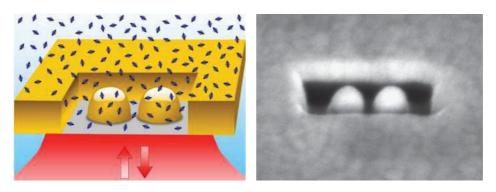


Fig. 1: Schéma et image au microscope électronique de la nanoantenne.

2. METHODES

Chaque hémisphère possède un diameter de 76 nm, avec une distance variable de 12 à 40 nm entre les hemispheres. L'ouverture rectangulaire mesure 290 x 100 nm² et l'épaisseur du film d'or est de 50 nm.

¹ Institut Fresnel, CNRS, Aix-Marseille Université, Ecole Centrale Marseille, Campus de St Jérôme, 13397 Marseille, France

² ICFO-Institut de Ciences Fotoniques, Mediterranean Technology Park, 08860 Castelldefels, Espagne

³ ICREA-Institució Catalana de Recerca i Estudis Avançats, Barcelona, 08010, Espagne

L'antenne est déposée sur un lamelle de microscope (indice de réfraction 1,52), et est éclairée par un laser à 633 nm focalisé par un objectif de forte ouverture numérique (ON=1,2). La collection de la lumière de fluorescence est effectuée par le même objectif.

Les expériences sont conduites sur des molécules d'Alexa Fluor 647 (Invitrogen) à une concentration de 15 μ M, avec 200 mM de methyl viologen (Sigma Aldrich).

Des mesures de corrélation de fluorescence (FCS) sont conduites pour chaque antenne, afin de quantifier le nombre de molécules fluorescentes détectées ainsi que leur brillance. Ces mesures permettent d'estimer le facteur d'exaltation de fluorescence ainsi que le facteur de réduction de volume d'analyse par rapport à un montage de microscopie confocale classique.

3. RESULTATS

En utilisant l'émission dominante depuis la zone intersticielle entre les hémisphères métalliques, nous isolons des volumes de détection jusqu'à 58 zeptolitres (10⁻²¹ L), soit quatre ordres de grandeurs sous la limite de diffraction. Ces très faibles volumes d'analyse permettent la détection de molécules individuelles dans des solutions fortement concentrées, au-delà de 10 micromolaires.

Nous quantifions également une exaltation de fluorescence de 1100 fois, et une brillance par émetteur de 200 000 photons détectés par seconde et par molécule. L'évolution de ces grandeurs expérimentales en fonction de la distance inter-particules (figure 2) confirme que le signal optique provient bien du point chaud plasmonique entre les nanoparticules.

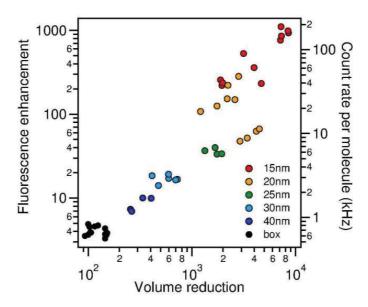


Fig. 2: Facteur d'exaltation de fluorescence et réduction du volume d'analyse en fonction de la distance inter-particules.

4. CONCLUSIONS

La forte exaltation de fluorescence combinée à des volumes d'analyse du zeptolitre permet la réalisation d'antennes optiques efficaces pour l'analyse dymanique de biomolécules fluorescentes à des concentrations physiologiques.

IMAGERIE EN CHAMP PROCHE OPTIQUE PAR RETRO-INJECTION LASER; APPLICATION AUX GUIDES D'ONDE PLASMONIQUES

M. Roblin¹, S. Girard¹, H. Gilles¹, M. Laroche¹, J. Cardin¹, C. Dufour¹, U. Lüders²

¹ Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique (CIMAP),

UMR 6252 CEA-CNRS-ENSICAEN, Université de Caen, 14050 Caen, France

² CRISMAT, Laboratoire de cristallographie et sciences des matériaux,

UMR 6508 CNRS-ENSICAEN, Université de Caen, 14050 Caen, France

matthieu.roblin@ensicaen.fr

RÉSUMÉ

La technique de mesure par rétro-injection laser LOFI est appliquée à la microscopie en champ proche optique (SNOM) pour caractériser les propriétés d'une série de guides d'onde plasmoniques polymère-métal de type «Dielectric-Loaded Surface Plasmon Polariton Waveguide» (DLSPPW) autour de λ =1550nm.

MOTS-CLEFS : plasmonique ; champ proche optique ; Plasmon-Polariton de Surface ; technique LOFI

1. Introduction

La microscopie optique à balayage de sonde (SNOM) est une technique d'imagerie point-par-point à haute résolution qui consiste à frustrer ou à diffracter localement l'onde lumineuse évanescente située sur la surface d'un objet d'intérêt à l'aide d'une micro-pointe afin de la rendre détectable à l'aide d'un photorécepteur placé en champ lointain. En termes de résolution, elle permet de s'affranchir des limites imposées par le critère de Rayleigh. Les conditions d'enregistrement d'une image raster en champ proche optique sont en général un compromis entre la résolution transverse de la micro-pointe et le rapport signal/bruit obtenu lors de la photo-détection. Afin d'obtenir une détection ultrasensible, l'interférométrie par rétro-injection laser (LOFI) apparaît alors comme une solution de détection cohérente bien adaptée pour faire de l'imagerie en champ proche optique [1], en particulier pour la détection de Plasmon-Polariton de Surface (SPP).

2. ETUDE DE GUIDES D'ONDE PLASMONIQUES DLSPPW PAR LA TECHNIQUE LOFI

La technique LOFI est mise en œuvre pour caractériser expérimentalement la propagation des modes propres sur une série de guides d'onde plasmoniques polymère-métal (DLSPPW) fabriquée par lithographie électronique. Le montage LOFI dédié à la microscopie optique en champ proche comprend un laser à fibre DFB dopée erbium fonctionnant à λ =1550nm et une boucle de rétroinjection constituée par un circulateur optique qui sert de séparateur-mélangeur et un dispositif permettant de décaler la fréquence optique avant réinjection (paire de modulateurs acousto-optiques ou modulateur de phase électro-optique). La micro-pointe est obtenue par fusion-étirage d'une fibre optique puis collage sur un diapason en quartz afin d'assurer un asservissement de position de type Shear-force [2]. La micro-pointe optique fonctionne en transmission et le système comprend également l'ensemble des contrôles-commandes à base de micro-positionnement piézoélectrique pour balayer la pointe SNOM sur la surface des guides d'onde à distance constante. L'injection dans les guides plasmoniques DLSPPW est obtenue par réflexion totale frustrée (méthode de Kretschmann-Raether) en fixant le substrat qui supporte les guides sur un prisme à haut indice (SF11).

Comparés à d'autres guides d'onde plasmoniques, les DLSPPW présentent un bon compromis entre un confinement transverse du champ optique sur des dimensions sub-longueur d'onde et une longueur de propagation relativement élevée ($L_p \approx 50 \mu m$) [3]. Ils nécessitent également

un nombre très limité d'étapes de fabrication par lithographie ce qui en fait des dispositifs prometteurs pour réaliser des interconnexions optiques entre des circuits intégrés hybrides optiques/électroniques.

Une série de guides d'onde DLSPPW est obtenue en micro-structurant, par lithographie électronique, une couche de résine polymère (SAL601) ajoutée à l'aide d'une tournette sur un dépôt d'or de 50nm d'épaisseur. La couche d'or a été initialement évaporée sur un substrat en MgO choisi pour son indice de réfraction supérieur à celui de la résine polymérisée SAL601 (n_{SAL} =1,64) et proche de l'indice du prisme SF11. Ces guides rectangulaires ont une largeur comprise entre W_r =500nm et 4 μ m, une épaisseur h_r comprise entre 400nm et 700nm et une longueur l_r =200 μ m (figure 1a). Une zone d'injection de forme triangulaire a été ajoutée au début de chaque guide d'onde de manière à améliorer le couplage de la lumière (figure1b).

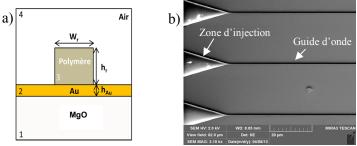


Figure 1 a) Coupe transverse d'un guide DLSPPW; b) Image MEB de trois guides DLSPPW

Les modes de propagation le long de ces guides d'onde DLSPPW ont été ensuite étudiés par la technique LOFI. La figure 2.a présente une image de la répartition de l'amplitude du champ optique à la surface d'un guide d'onde plasmonique ainsi que l'image topographique associée enregistrées simultanément avec le dispositif SNOM par rétro-injection laser LOFI.

Ces résultats expérimentaux ont ensuite été comparés à des calculs numériques (modélisation par solveur de mode) comme les modes représentés sur la figure 2.b en fonction de la largeur W_r du ruban.

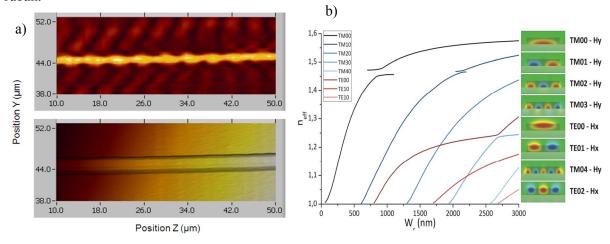


Figure 2 a) Images de la répartition de l'amplitude de champ collecté par la pointe SNOM (haut) et de la topographie de surface (bas) ; b) Evolution de l'indice effectif des modes avec la largeur du guide DLSPPW

- [1] H. Gilles, S. Girard, M. Laroche and A. Belarouci, "Near-field amplitude and phase measurements using heterodyne optical feedback on solid-state lasers", Optics Letters, 33, 1 (2008).
- [2] K. Karrai, R.D. Grober, Appl. Phys. Lett. "Piezoelectric tip-sample distance control for near field optical microscopes", 66, 1842 (1995).
- [3] B. Steinberger, et al., "Dielectric stripes on gold as surface plasmon waveguides", Applied Physics Letters, 88., 094104 (2006).

IMAGERIE PAR RESONANCE DES PLASMONS DE SURFACE (SPRI), INTERROGATION SPECTRALE

Alexandra Sereda^{1,2}, Julien Moreau¹, Michael Canva¹, Emmanuel Maillart²

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

² HORIBA Scientific, Avenue de la Vauve – Passage Jobin Yvon, CS45002 – 91120 Palaiseau, France

alexandra.sereda@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Ce travail porte sur une méthode de mesure basée sur l'imagerie spectrale par résonance des plasmons de surface. Ce dispositif, qui fait appel à un balayage spectral de l'échantillon analysé, permet de diminuer la dispersion des mesures par rapport à l'interrogation classique en réflectivité, tout en gardant la capacité de temps réel et d'imagerie 2D, indispensables à l'étude des interactions biologiques au format biopuce.

MOTS-CLEFS: Imagerie par Résonance de Plasmons de Surface ; Mesure sans marquage ; Biopuces à ADN.

1. Introduction

L'imagerie par résonance de plasmons de surface (SPRI) est une technique très répandue pour l'étude des interactions biologiques. Ne nécessitant aucun marquage, la SPRI permet de suivre, en temps réel, plusieurs interactions en parallèle, ce qui explique l'intérêt croissant pour cette technologie dans le cadre de l'analyse des biopuces à ADN, protéines ou anticorps.

A l'heure actuelle, la majorité des systèmes de SPRI opèrent par interrogation en réflectivité, à angle d'incidence et longueur d'onde fixes, ce qui offre la possibilité d'allier l'imagerie en deux dimensions et le temps réel. Cependant, le choix d'un point de travail (λ_0, θ_0) unique ne permet pas d'obtenir une réponse optimale et homogène pour tous les plots, et peut induire une dispersion des mesures en réflectivité.

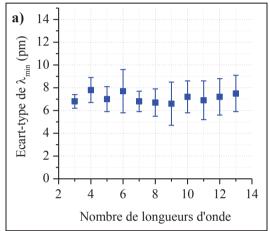
La qualité des données expérimentales peut être améliorée en effectuant des mesures à différents couples $(\lambda_i, \, \theta_j)$, afin d'obtenir une sensibilité optimale pour chacune des interactions analysées : les systèmes de SPR fonctionnant par interrogation angulaire (respectivement spectrale) sont basés sur ce principe, et offrent une excellente précision grâce à la mesure du décalage angulaire (respectivement spectral) du minimum de réflectivité [1]. Cependant, combiner ce type de mesure avec le temps réel et l'imagerie en deux dimensions constitue actuellement un défi dans le développement des systèmes de SPRI.

2. RESULTATS ET DISCUSSION

Dans cette étude, l'utilisation d'un montage expérimental permettant d'effectuer un balayage spectral [2] a permis de démontrer la possibilité de combiner une technique d'interrogation spectrale et d'imagerie 2D avec une résolution temporelle suffisante pour l'acquisition de cinétiques d'interactions, tout en améliorant la dynamique et la précision des mesures vis-à-vis de l'interrogation en réflectivité (ΔR).

Nous avons montré expérimentalement et théoriquement qu'à angle d'incidence fixe, un faible nombre de longueurs d'onde de mesure, réparties autour de la longueur d'onde moyenne de

résonance plasmon, permet de déterminer la position spectrale du minimum de réflectivité (fig. 1 a) par un ajustement par une fonction pseudo-Lorentzienne. Dans ces conditions, la précision sur la détermination de ce minimum est quasiment indépendante du nombre de longueurs d'ondes choisies. En revanche, la dynamique de mesure du capteur sera affectée. Le gain, en termes de dispersion des mesures, de cette méthode vis-à-vis de l'interrogation en réflectivité, est mis en évidence sur la figure 1 b). Cette figure présente les réponses mesurées en ΔR et $\Delta \lambda_{min}$, suite à l'injection de solutions de différents indices de réfraction, pour une centaine de zones réparties sur la surface d'une biopuce fonctionnalisée. Un balayage à sept longueurs d'onde a été utilisé dans cette expérience. L'inhomogénéité de la surface de la biopuce entraine une dispersion croissante des mesures de variation de réflectivité avec l'amplitude du signal. En revanche, les mesures en $\Delta \lambda_{min}$ sont peu affectées.



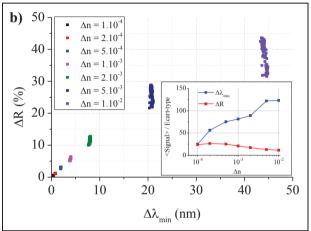


Fig. 1 : a) Résolution du système d'interrogation spectrale en fonction du nombre de longueurs d'onde de balayage. b) Comparaison de la dispersion des mesures obtenues en ΔR et $\Delta \lambda_{min}$.

Ce système de mesure par interrogation spectrale été utilisé pour suivre en temps réel des interactions ADN-ADN sur une matrice d'une dizaine de plots. Les cibles ADN ont été injectées dans des solutions d'indices différents pour simuler des expériences où il n'est pas forcément possible de contrôler le tampon contenant les molécules cibles à analyser. Comme précédemment, la dispersion des mesures sur les cinétiques d'interaction, sur l'ensemble des plots de la biopuce, est plus importante en ΔR qu'en $\Delta \lambda_{min}$, en particulier pour une forte variation de l'indice de la solution contenant les cibles.

CONCLUSION

En conclusion, la méthode d'interrogation spectrale présente une sensibilité de mesure indépendante à la fois de l'inhomogénéité de la surface de la biopuce analysée et de l'indice des solutions injectées, paramètres qui induisent une forte dispersion des mesures dans le cas de l'interrogation en réflectivité. Nous présentons un nouveau système d'interrogation spectrale basé sur un faible nombre de longueurs d'onde et exploitant un ajustement pseudo-Lorentzien, qui offre la possibilité de combiner précision de mesure, imagerie en deux dimensions et temps réel.

- [1] F. Bardin, A. Bellemain, G. Roger and M. Canva, "Surface plasmon resonance spectro-imaging sensor for biomolecular surface interaction characterization", Biosens. Bioelectron., vol. 24, pp. 2100-2105, 2009.
- [2] M. Nakkach, A. Duval A, B. Ea-Kim, J. Moreau and M. Canva, "Angulo-spectral surface plasmon resonance imaging of nanofabricated grating surfaces", Opt. Lett., vol. 35, pp. 2209-2211, 2010.

SPECTROSCOPIE DE PLASMONS : VERS UN TRI DES PARTICULES MÉTALLIQUES D'UN ÉCHANTILLON EN SOLUTION

Meriem Stamboul¹, Priya Vasanthakumar^{1,3}, Anne Débarre^{1,2}

Matthieu Loumaigne⁴, Martinus Werts⁴

¹Laboratoire Aimé Cotton, UPR3321 CNRS, Université Paris-Sud, 91405 Orsay Cedex, ²PPSM, ENS Cachan, UMR8531 CNRS, Univ. Paris-Sud, F-94235 Cachan Cedex,

³Dipartimento di Fisica "Enrico Fermi", Universita di Pisa, 56127 Pisa, Italy

meriem.stamboul@lac.u-psud.fr & meriem.stamboul@ppsm.ens-cachan.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons une méthode permettant d'acquérir le spectre des plasmons de particules métalliques diffusant une par une en solution. Cette méthode, compatible avec les méthodes de corrélation de spectroscopie, permet de trier des particules de forme, taille ou nature différentes in situ, avec un suivi en temps réel. Après un rappel de la méthode, nous illustrerons son intérêt dans le suivi de la dynamique d'agrégation de particules métalliques, induite par le contrôle de la composition analytique de l'échantillon.

MOTS-CLEFS : résonances plasmons ; spectroscopie de particule métallique unique; agrégation réversible de particules

1. Introduction

Les particules métalliques présentent des résonances des plasmons dont la fréquence, la largeur et le nombre sont très sensibles à la nature du métal, à la taille de la particule, à sa forme ainsi qu'à son environnement. Une évolution de la forme de la particule correspond à un déplacement des résonances, ce qui offre un moyen efficace pour discriminer entre deux particules de formes différentes et de même composition ou de suivre la dynamique de l'agrégation de plusieurs particules. Dans une mesure d'ensemble, les variations des résonances sont moyennées sur un grand nombre de particules. L'étude du spectre des plasmons perd de sa précision, si l'échantillon présente une distribution en taille et/ou en forme non négligeable. Nous avons développé une méthode de temps de vol permettant d'acquérir le spectre des résonances plasmoniques d'une particule individuelle quand elle traverse le volume d'excitation d'un microscope. Cette méthode ouvre la voie au tri des particules d'un échantillon.

2. SPECTROSCOPIES COMBINÉES DE CORRÉLATION DE FLUORESCENCE ET DE TEMPS VOL

La méthode de spectroscopie en temps de vol est fondée sur la dépendance en longueur d'onde du temps de transit d'un photon dans une fibre optique dont on connaît la dispersion chromatique. Nous l'avons implantée dans une expérience de spectroscopie de molécules uniques en utilisant le mode de comptage de photons uniques qui associe à chaque photon détecté deux coordonnées temporelles. La première est le temps 'absolu' qui correspond à son temps d'arrivée après l'instant de départ de l'enregistrement. La deuxième est l'intervalle de temps qui sépare le photon émis de l'impulsion qui l'a créé. Le temps 'absolu' est utilisé pour identifier les bouffées de photons qui accompagnent le passage d'une particule. L'intervalle de temps, quant-à lui, est étiré par le passage du photon dans la fibre optique d'une quantité $\delta t(\lambda)$ qui dépend de l'énergie du photon, comme l'illustre la figure 1. Nous avons développé un algorithme de traitement du signal

⁴ ENS Cachan – Bretagne, SATIE (CNRS UMR8029) ,Campus de Ker Lann, F-35170 Bruz

qui restitue le spectre des photons émis, à partir de l'histogramme des valeurs de $\delta t(\lambda)$. Le spectre d'une particule émissive est obtenu en sélectionnant dans l'histogramme des temps d'arrivée une bouffée de photons particulière, puis en traitant a posteriori les photons ainsi sélectionnés.

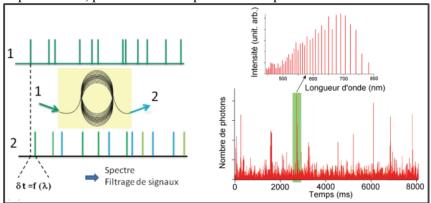


Fig. 1 : Principe de la méthode d'analyse spectrale en temps de vol. A gauche, illustration de la dépendance en longueur d'onde du retard des photons après passage dans la fibre optique ; A droite spectre de la bouffée de photons surlignée en vert, émise par une particule passant dans le volume d'excitation du microscope.

Nous avons excité la luminescence de particules en or sphériques dispersées dans l'eau par excitation à deux photons à 820 nm [1]. L'histogramme des photons montre le passage de nombreuses particules auquel se superposent quelques pics plus intenses. L'analyse spectrale de tels pics met en évidence un déplacement vers le rouge de la fréquence plasmon attendue vers 520 nm pour des billes de 20nm. La particule correspondante est un petit agrégat, dimère ou trimère. Le profil de corrélation de la luminescence obtenu simultanément confirme la présence de petits agrégats dans la solution.

Les schémas de capteurs biochimiques fondés sur l'agrégation réversible de petites particules métalliques sont en plein essor. L'agrégation utilise par exemple les systèmes biotine-avidine, ou anticorps-antigène. L'agrégation des particules provoque un déplacement important de la résonance plasmon, qu'il est possible de mesurer. La méthode de spectroscopie en temps de vol est bien adaptée à cette mesure et nous présenterons les premiers résultats obtenus sur le suivi de la dynamique de l'agrégation de particules en présence d'acide lipoïque [2].

CONCLUSION

Le spectre de l'émission de petites particules est une information importante dans la compréhension de nombreux mécanismes dans la dynamique des nanomatériaux. Cette information est difficile à obtenir à l'échelle d'une particule individuelle en mouvement, en raison de la faiblesse du signal correspondant. Les méthodes classiques utilisent des spectromètres, équipés de caméras très sensibles. En pratique la particule doit être déposée pour atteindre un rapport signal sur bruit suffisant. Dans la méthode proposée, l'information est obtenue à partir des modifications de l'histogramme temporel des photons après passage dans une fibre optique. Elle a la même sensibilité que les méthodes de comptage de photons. Elle ne permet cependant pas d'acquérir les spectres de signaux de grande durée de vie.

- [1] Matthieu Loumaigne, Alain Richard, Julien Laverdant, Daniele Nutarelli and Anne Débarre, Ligand-Induced Anisotropy of the Two-Photon Luminescence of Spherical Gold Particles in Solution Unraveled at the Single Particle Level, Nano Letters 2010, 10, 2817.
- [2] J. R. G. Navarro, M. H. V Werts. "Resonant light scattering spectroscopy of gold, silver and gold-silver alloy nanoparticles and optical detection in microfluidic channels." Analyst 2013, 138, 583.

DÉTECTER LES PHONONS-POLARITONS DE SURFACE EN CHAMP LOINTAIN : PROPOSITION D'EXPÉRIENCE SUR UN MICROTUBE DE VERRE

Laurent Tranchant¹, Jose Ordonez-Miranda¹, Beomjoon Kim², Thomas Antoni^{1,3}, et Sebastian Volz²

¹Laboratoire d'Énergétique Moléculaire et Macroscopique, Combustion, UPR CNRS 288, École Centrale Paris, Grande Voie des Vignes, 92295 Châtenay-Malabry, France

²Institute of Industrial Science, The University of Tokyo, CIRMM (Center for International Research on MicroMechatronics), 4-6-1 Komaba, Meguro-ku, Tokyo 153-8505, Japan

³École Centrale Paris, Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, CNRS (UMR 8537), École Normale Supérieure de Cachan, Grande Voie des Vignes, F-92295, Châtenay-Malabry Cedex, France

laurent.tranchant@ecp.fr

RÉSUMÉ

Nous montrons par des calculs analytiques que le phonon-polariton peut se propager sur de très longues distances à la surface de nanotubes de verre [1], permettant ainsi d'augmenter considérablement la conductivité totale du système. Nous proposons une méthode originale pour observer en champ lointain cette onde électromagnétique basée sur l'effet de pointe. Nous présentons des résultats de simulation FDTD démontrant la faisabilité de cette expérience. Ce travail ouvre des perspectives de conception de guide d'onde de chaleur pour le gestion thermique aux échelles micro/nanométriques.

MOTS-CLEFS: Phonons-Polaritons de surface, rayonnement de champ proche.

1. Introduction

Les phonons-polaritons de surface (PPS) sont des ondes électromagnétiques évanescentes se développant à l'interface entre un matériau diélectrique polaire, tel que le verre, et un autre, transparent. Elles sont le résultat du couplage entre des phonons optiques et des photons. Ces ondes de surface sont particulièrement intéressantes dans le cas du verre puisqu'elles permettent de compenser la faible conductivité thermique de ce matériau à l'échelle micro/nanométrique [1]. Nous nous intéressons plus spécifiquement à des micro/ nanotubes dont la géométrie cylindrique permet d'augmenter la longueur de propagation du PPS via un couplage de ces ondes à l'intérieur du tube.

2. RELATIONS DE DISPERSION DU PPS DANS UN MICROTUBE DE VERRE

Les relations de dispersion de PPS se propageant dans un microtube de verre avec des parois d'épaisseur 1 micron ont été calculées analytiquement pour un rayon interne variant entre 1 et 20 microns (figure 1). Nos calculs montrent que ces ondes de surface existent pour des fréquences comprises entre 3,3 et $3,6x10^{13}$ THz correspondant à des longueurs d'onde comprises entre 8,4 et 9,1 microns.

3. DÉMARCHE EXPÉRIMENTALE DE VISUALISATION DU PPS EN CHAMP LOINTAIN

Les preuves expérimentales d'existence du PPS restent difficiles à obtenir du fait du caractère évanescent de ces ondes de surface qui empêche une observation directe en champ lointain.

Néanmoins celles-ci ont déjà été observées grâce à plusieurs techniques expérimentales : soit par une mesure directe du champ, soit en utilisant une microstructuration de la surface pour coupler ces ondes à des modes propagatifs [2]. Cependant ces techniques ne permettent pas d'obtenir une information spectrale complète sur le PPS. Dans cette contribution nous proposons une nouvelle méthode pour détecter le PPS se propageant à la surface d'un tube en utilisant l'effet de pointe bien connu en électromagnétisme. En effet les ondes de surface sont diffractées à l'extrémité de tubes dont le diamètre est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde du PPS. Ceci est confirmé par des simulations de différences finies en temps et espace (FDTD), voir figure 1.

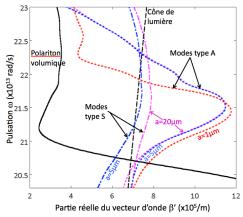


Fig. 1 : Courbes de dispersion d'un tube de verre avec 1 μm d'épaisseur des parois et un diamètre intérieur de 20 μm (violet), 5 μm (bleu) et 1 μm (rouge). Les modes type symétriques sont en tirets-pointillés et les modes type antisymétriques en pointillés.

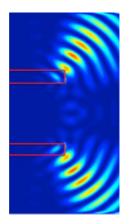


Fig. 2 : Simulations FDTD de la diffraction du PPS en pointe du tube (diamètre extérieur : 30 μ m, épaisseur des parois : 5 μ m). La source est localisée à l'infini du côté du tube avec une fréquence de 0,095 c/ μ m et une largeur à mihauteur de 0,05 c/ μ m.

Le montage expérimental proposé se composé d'un microscope infrarouge couplé à un spectromètre pour mesurer le spectres d'émission des tubes. Les tubes de verre sont étirés à partir de capillaires puis chauffés jusqu'à 500°C à l'aide d'une platine chauffante sous vide (0,1 mbar) afin d'augmenter la puissance des PPS couplés. La présence de PPS se propageant dans le tube devrait bientôt être confirmée expérimentalement par une augmentation de l'émission locale à la fréquence de résonance PPS dans le cône de diffraction du tube.

CONCLUSION

À partir des caractéristiques spectrales du PPS nous avons proposé une méthode de mesure pour un microtube de verre en détectant une augmentation d'émission autour de la résonance du PPS. Des simulations FDTD sont utilisées pour optimiser la géométrie de la pointe du tube.

Les résultats attendus à ces échelles micro seront utiles pour quantifier la conductivité thermique de matériaux polaires diélectriques dus à la propagation de PPS. Des calculs analytiques prédisent une forte augmentation de la conductivité thermique du système. Ainsi, la mise en évidence expérimentale du PPS aura vraisemblablement un fort impact sur la gestion thermique aux échelles micro/nanométriques.

- [1] Ordonez-Miranda J. et al, Anomalous thermal conductivity by surface phonon-polaritons of polar nano thin films due to their asymmetric surrounding media, J. of App. Phys. **113**, 084311 (2013).
- [2] J. Le Gall, M. Olivier, and J. J. Greffet, Experimental and theoretical study of reflection and coherent thermal emission by a SiC grating supporting a surface phonon-polariton, Phys Rev B 55, 10105 (1997).

DETECTION LINEAIRE DE PHOTONS D'ENERGIE SUB-GAP DANS LE SILICIUM : UN MECANISME SHOCKLEY-READ-HALL PHOTO-ASSISTE

Benjamin Vest¹, Erwan Lucas¹, Julien Jaeck¹, Riad Haïdar¹, Emmanuel Rosencher^{1,2}

¹ ONERA, The French Aerospace Lab, Chemin de la Hunière, 91761 Palaiseau Cedex France ² Ecole Polytechnique, Département de Physique, 91761 Palaiseau, France

benjamin.vest@onera.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions la réponse linéaire de photodiodes p-i-n en silicium à des photons d'énergie sub-gap (entre 1.4 μ m et 1.6 μ m). Afin d'expliquer ce résultat, observé par de nombreux auteurs, nous proposons un modèle simple, basé sur une approche analogue au mécanisme Shockley-Read-Hall de génération/recombinaison de paires électrons trous

MOTS-CLEFS: détection; silicium; absorption à deux photons

1. Introduction

L'absorption à deux photons (Two-Photon Absorption, abrévié en TPA) est un processus non-linéaire du troisième ordre, et affiche ainsi une dépendance quadratique vis-à-vis de l'intensité incidente. La TPA est au coeur des nouvelles générations de corrélateurs en intensité ultrarapides [1,2]. La dépendance quadratique du photocourant pour des photons d'énergie sub-gap a été observée dans de nombreux dispositifs à base de matériaux semi-conducteurs et vérifiée sur plus de 8 ordres de grandeur dans des capteurs en GaAs ou en GaN. Ce n'est pourtant pas le cas dans tous les dispositifs basés sur du silicium, comme remarqué par plusieurs auteurs [1,3] : bien qu'une dépendance quadratique soit effectivement observée pour des flux optiques relativement élevés (typiquement, de l'ordre de $10~\mu W$ en limite de diffraction à une longueur d'onde de $1.55~\mu m$), on observe systématiquement une dépendance linéaire dans des régimes bas-flux.

Nous montrons que cette absorption linéaire de photons d'énergie sub-gap dans le silicium a pour origine un processus Shockley-Read photo-assisté [4]. Au cours de ce processus, des photons d'énergie sub-gap permettent la promotion d'électrons piégés sur des défauts profonds vers la bande de conduction, libérant les états quantiques de ces niveaux. Ces pièges alors vides contribuent au mécanisme Shockley-Read de capture et de recombinaison, augmentant ainsi le courant d'obscurité de la diode silicium.

2. PRINCIPAUX RESULTATS

La Figure 1(a) compare deux courbes représentant, en échelle logarithmique, le photocourant créé en fonction de la puissance optique incidente au point focal d'un faisceau laser de longueur d'onde $1.55~\mu m$.

La première courbe I-P est obtenue à température ambiante (croix vertes), la seconde est obtenue alors que la photodiode en silicium est plongée dans un cryostat Dewar refroidi à l'azote liquide : la température de la photodiode est alors d'environ 100K. Pour cette expérience, le courant d'obscurité et la contribution du rayonnement ambiant parasite sont soustraites au courant total afin d'en extraire la contribution photonique. La partie linéaire de la courbe I-P à température ambiante disparaît lors du passage en cryostat (c'est à dire à température cryogénique), indiquant clairement le gel du mécanisme Shockley-Read de capture-recombinaison.

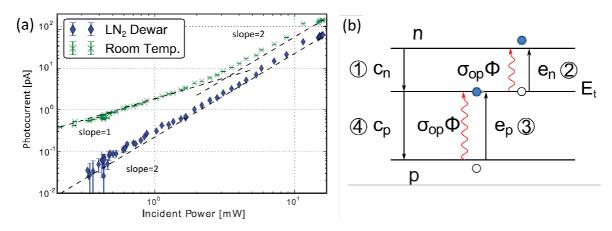


Fig. 1 : (a) Courbes I(P) du détecteur silicium mesurées au point focal d'un laser à 1.55 μm, à température ambiante et en cryostat. (b) Les différentes transitions impliquées dans le processus Shockley-Read assisté.

Nous proposons un modèle basé sur le processus Shockley-Read. Son point de départ est l'écriture des équations décrivant l'évolution des populations d'électrons (n) et de trous (p) dans la bande de conduction et la bande de valence, respectivement :

$$\frac{dn}{dt} = N_t f(e_n + \sigma_{op} \Phi) \,. \tag{1}$$

$$\frac{dp}{dt} = N_t (1 - f)(e_p + \sigma_{op} \Phi). \tag{2}$$

où N_t est la densité de défauts profonds (donc de niveaux "pièges"), Φ est le flux de photon, σ_{op} est la section efficace de la transition optique, e_p et e_n sont les taux d'émission thermique depuis un niveau piège d'énergie E_t . Nous montrons que le facteur d'occupation f des niveaux pièges est affecté par le flux de photon Φ , donnant ainsi naissance à une réponse linéaire pour des photons d'énergie sub-gap. Le comportement en température de cette contribution photonique présente un bon accord avec les données expérimentales. Le rendement quantique estimé de ce processus linéaire est extrêmement faible (de l'ordre de 10^{-9}), mais a un impact de taille sur les dispositifs exploitant l'absorption à deux photons.

- [1] J. M. Roth, T. E. Murphy and Chris Xu, "Ultrasensitive and high-dynamic-range two-photon absorption in a GaAs photomultiplier tube," Opt. Lett. 27, 2076 (2002).
- [2] F. Boitier, J.-B. Dherbecourt, A. Godard and E. Rosencher, "Infrared quantum counting by non-degenerate two-photon conductivity in GaAs," Appl. Phys. Lett. **94** (8), 081112 (2009).
- [3] C. Xu, J. M. Roth, W. H. Knox and K. Bergman, "Ultra-sensitive autocorrelation of 1.5um light with single photon counting silicon avalanche photodiode," Electronic Letters **38** (2) 86 (2002).
- [4] B. Vest, E. Lucas, J. Jaeck, R. Haïdar and E. Rosencher, "Silicon sub-bandgap photon linear detection in two-photon experiments: A Photo-assisted Shockley-Read-Hall Mechanism" Appl. Phys. Lett. **102** (4) (2012).

INDEX DES AUTEURS

Akalin, T	Buckle, M
Allain, A	Bureau, B
Allonas, X	Camps, T
Alouini, M	Camy, P
Amela-Cortes, M	Canva, Michael
Amra, C	Canva, Michael
Amy-Klein, A	Cardin, J
Antonelli, M.R	Carré, A
Antoni, T	Carré, C
Argence, B	Castagna, N
Arguel, P	Castro, R
Ayenew, G	Ceolato, R
Bachelot, R	Chakaroun, Mahmoud
Baili, G	Characteria Mahmoud
Bailleul, J	Chamtouri, M
Ballon, G	Chan Yong, A
Barat, David	Chan, CH
Bardinal, V	Chardonnet, C
	Charrier, J
Barjean, K	Charler, J
Barreaux, J	Chauvet, M
Baudoz, P	Chauvet, W
Baylón-Fuentes, A	Chevalier, P
Beaurepaire, E	Chommy, H
Beck, A	Cîrcu, V
Belacel, C	Cleva, F
Ben Belgacem, M	Coens, Anthony
Benali, A	Cognet, L
Bénalloul, P	Coinon, C
Benisty, Henri	Coolen, L
Bercy, A	Cordier, S
Berthelot, J	Coudreau, T
Besbes, M	Coulon, JP
Bibring, JP	Couto-Rosado, L
Bienstman, P	Coutrot, AL
Bigourdan, F	Crespo-Monteiro, N
Bittner, S	Dambre, J
Bolaños, W	Danion, G
Bondu, F	Daran, E
Bonnassieux, Y	Darquié, B
Bonod, N	Daussy, C
Bouchier, A	De Martino, A
Bouchon, P	De, S
Boudrioua, Azzedine	Debailleul, M
Boudrioua, Azzedine	Débarre, A
Bouhelier, A	Débarre, D
Bouhier, S	Delaunay, W
Bouit, PA	Delezoide, C
Bourderionnet, J	Delva, P
Bourdoux, M	Derbal-Habak, H
Braud, A	Derelle, S
Bretenaker, F	Destouches, N
Briant, T	Devaux, F
Brillet, A	Di Bin, C
Brunel, M	Didier, M
Bruvant A 93	Dika I 93

Dollar X	Do. M.T	Gusachenko, I
Dorkeno, K.D. 55	-,	•
Doublan, JL. 107		
Douce, JF. 93 Haj-Ibrahim, B. 6 101		
Drigo. L. 176 Hamel, C. 101 Duberste, B. 139 Haroche, S. 1 Dubessy, R. 177 Heggarty, K. 97 Dubois, A. 115 Henry, P. 137 Ducci, S. 74 Hissler, M. 34 Ducour, C. 159 Hugon, O. 120 Dulin, D. 117 Hugonin, JP. 139 Dupont, L. 51 Ibrahim, A. 99 Echard, JP. 124 Jacquis, E. 51 El Amill, A. 109 Jacquis, G. 120 Escarguel, A. 171 Jacquis, G. 120 Estruch, T. 149 Jacquis, G. 120 Estruch, T. 149 Jacquis, G. 139 Faber, M. 111 Jacek, J. 149, 167 Faber, M. 111 Jean, S. 80 Faber, C. 18 Jency, S. 38 Fader, J. 113 Joly, D. 34 Faber, M. 11	•	
Duberver, R. 139	·	3
Dubessy R	C ,	•
Dubois, A 115 Heny, P. 137 Duccourau, G. 101 Hsia, P. 151 Dufour, C. 159 Hugon, O. 120 Dulin, D. 117 Hugonin, JP. 139 Dupont, L. 51 Ibrahin, A. 99 Echard, JP. 124 Iacque, E. 51 El Amili, A. 109 Jacquin, O. 120 Escarguel, A. 171 Jack, J. 149, 167 Estruch, T. 149 Jaouen, M. 153 Froor, D. 95 Javaux, C. 139 Fabert, M. 111 Jean, S. 80 Faber, C. 18 Jerey, S. 8 Fade, I. 113 Joly, D. 34 Fallet, C. 6 Kaiser, F. 63 Face, C. 18 Jerey, S. 8 Face, C. 18 Jerey, S. 8 Face, C. 18 Jerey, S. 8 Faue, C. 78 Kin, B.	,	
Ducci, S. 74	•	
Ducourneau, G		•
Dufour, C. 159		
Dulin D. 117		
Dupont L		
Echard, J. P. 124 Jacques, E. 51 El Amili, A. 109 Jacquin, O. 120 Escarguel, A. 171 Jack, J. 149, 167 Estruch, T. 149 Jaouen, M. 153 Ettori, D. 95 Javaux, C. 139 Faber, C. 18 Jeney, S. 80 Fabre, C. 18 Jeney, S. 80 Fade, J. 113 Joly, D. 34 Fallet, C. 6 Kasiser, F. 63 Factoria, J. 175 Kaladjian, A. 177, 178 Farha, R. 78 Kim, B. 165 Fauré, MC. 78 Labroille, G. 128 Federici, A. 115 Labroille, G. 128 Ferdinand, P. 60 Lacot, E. 120 Feugnet, G. 109 Lafrague, C. 68 Fiers, M. 12 Lafosse, Xavier 139 Fink, M. 46 Lahye, C. 169 Fischer, Alexis	·	
El Amili, A. 109 Jacquin, O. 120 Escarguel, A. 171 Jacck, J. 149, 167 Estruch, T. 149 Jaouen, M. 153 Ettori, D. 95 Javaux, C. 139 Fabert, M. 1111 Jean, S. 86 Fabre, C. 18 Jeney, S. 8 Fade, J. 113 Joly, D. 34 Fallet, C. 6 Kaiser, F. 63 Farchon, J. 175 Kaladijan, A. 177, 178 Fartha, R. 78 Kim, B. 165 Fauré, MC. 78 Labastie, P. 169 Federici, A. 115 Labroille, G. 128 Ferdinand, P. 60 Lacot, E. 120 Feugnet, G. 109 Lafargue, C. 68 Fischer, Alexis 66 Laia, Ngoc Diep 147 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngoc Diep 147 Fischer, Alexis 38, 72 Lampin, JF. 101 Fiszman, N. 117 Lancry, M. 15 Forget, S. 178 Larock, M. 101 First, L. 101 Lauru, Joseph 68 Galtier, Sandrine 170 Gallais, L. 111 García-Parajo, M. 157 Lebour, R. 189 Gallais, L. 111 García-Parajo, M. 177 Geffey, S. 178 Gallais, L. 117 García-Parajo, M. 178 Gilse, H. 159 Leboura, R. 189 Goulam Houssen, Y. 122 Lefoux-Rak, Isabelle 53 Goulam Houssen, Y. 122 Lefoux-Rak, Isabelle 53 Goulam Houssen, Y. 122 Lefoux-Rak, Isabelle 53 Goulam Houssen, Y. 122 Lefoux-Rak, Isabelle 153 Goulam Houssen, Y. 122 Lefoux-Rak, Isabelle 153 Grasset, F. 151 Lefour, G. 142 Lefoux-Rak, Isabelle 153 Goldmann, M. 78 Lefoux-Rak, Isabelle 154 Goldmann, M. 78 Lefoux-Rak, Isabelle 155 Grasset, F. 51 Lefour, G. 142 Lefoux-Rak, Isabelle 155 Grasset, F. 51 Lefour, G. 142 Lefoux-Rak, Isabelle 155 Grasset, F. 51 Lefour, G. 142 Lefoux-Rak, Isabelle 155 Grasset, F. 51 Lefour, G. 142 Lefoux-Rak, Isabelle 155 Grasset, F. 51 Lefour, G. 142 Lefoux-Rak, Isabelle 155 Grasset, F. 51 Lefour, G. 142 Lefoux-Rak, Isabelle 155 Grasset, F. 51 Lefour, G. 142 Lefoux-Rak, Isabelle 155 Grasset, F. 51 Lefour, G. 142 Lefoux-Rak, Isabelle 155 Grasset, F. 51 Lefour, G. 152 Lefour, G. 15	± '	,
Escarguel, A. 171 Jack, J. 149, 167 Estruch, T. 149 Jaouen, M. 153 Eutori, D. 95 Javaux, C. 139 Faber, C. 18 Jeney, S. 80 Fabre, C. 18 Jeney, S. 8 Fade, J. 113 Joly, D. 34 Fallet, C. 6 Kaiser, F. 63 Fanchon, J. 175 Kaladijian, A. 177, 178 Farha, R. 78 Kim, B. 165 Fauré, MC. 78 Labastie, P. 169 Federici, A. 115 Labroille, G. 128 Ferdmand, P. 60 Lacot, E. 120 Feignet, G. 109 Laforse, Xavier 139 Fink, M. 46 Lahoye, T. 169 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngo Diep 86 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngo Diep 147 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngo Diep 147 <	•	•
Estruch, T. 149 Jaouen, M. 153 Ettori, D. 95 Javaux, C. 139 Fabert, M. 1111 Jean, S. 80 Faber, C. 18 Jeney, S. 8 Fade, J. 1113 Joly, D. 34 Fallet, C. 6 Kaiser, F. 63 Fanchon, J. 175 Kaladjian, A. 177, 178 Fark, M. 78 Kim, B. 165 Fark, MC. 78 Labastie, P. 169 Federici, A. 1115 Labroille, G. 128 Ferdinand, P. 60 Lacot, E. 120 Feugnet, G. 109 Lafargue, C. 68 Fiers, M. 12 Lafosse, Xavier 139 Fink, M. 46 Lahaye, T. 169 Fischer, Alexis 66 Lai, Noc Diep 86 Fischer, Alexis 36, 70 Lain, Noc Diep 147 Fischer, Alexis 38, 72 Lampin, JF. 101 Fisza	,	-
Ettori, D. 95 Javaux, C. 139 Fabert, M. 111 Jean, S. 80 Fabre, C. 18 Jeney, S. 8 Fade, J. 113 Joly, D. 34 Fallet, C. 6 Kaiser, F. 63 Fallet, C. 6 Kaiser, F. 63 Fanchon, J. 175 Kaladjian, A. 177, 178 Farha, R. 78 Kim, B. 165 Fauré, MC. 78 Labastie, P. 169 Federici, A. 115 Labroille, G. 128 Ferdinand, P. 60 Lacot, E. 120 Feugnet, G. 109 Lafargue, C. 68 Fiers, M. 12 Lafosse, Xavier 139 Fink, M. 46 Lahayer. T. 169 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngoc Diep 86 Fischer, Alexis 38, 72 Lampin, JF. 101 Fiszman, N. 117 Lancry, M. 15 Folliot, H. 51 Lantz, E. 103, 105 Forget, S. 178 Laroche, M. 159 Franc, B. 175 Latour, G. 122, 124 Frein, L. 101 Lauru, Joseph 68 Galtier, Sandrine 170 Le Coq, Y. 58 Gallais, L. 111 Lauru, Joseph 68 Garcia-Parajo, M. 157 Ledoux-Rak, Isabelle 147 Garcia-Parajo, M. 159 Ledoux-Rak, Isabelle 147 Garcia-Parajo, M. 159 Ledoux-Rak, Isabelle 147 Garcia-Parajo, M. 177 Ledoux-Rak, Isabelle 53 Goldmann, M. 78 Ledoux-Rak, Isabelle 54 Goldmann, M. 78 Ledoux-Rak, Isabelle 54 Goldmann, M. 78 Ledoux-Rak, Isabelle 57 Glastre, W. 120 Lequine, M. 118 Ledoux-Rak, Isabelle 54 Goldmann, M. 78 Ledoux-Rak, Isabelle 57 Grasset, F. 51 Ley, C. 99 Greffet, J. 27, 139 Ledoux-Rak, Isabelle 147 Griffete, N. 78 Liu, H. 137 Grosjean, T. 44 Liukaityte, S. 126 Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guenne		
Fabert, M.		
Fabre, C. 18 Jeney, S. 8 Fade, J. 113 Joly, D. 34 Fallet, C. 6 Kaiser, F. 63 Fanchon, J. 175 Kaladjian, A. 177, 178 Farha, R. 78 Kim, B. 165 Fauré, MC. 78 Labastie, P. 169 Federici, A. 115 Labroille, G. 128 Ferdinand, P. 60 Lacot, E. 120 Feugnet, G. 109 Lafargue, C. 68 Fiers, M. 12 Lafosse, Xavier 139 Fink, M. 46 Lahaye, T. 169 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngoc Diep 86 Fischer, Alexis 38, 72 Lampin, JF. 101 Fiszman, N. 117 Lancry, M. 15 Forget, S. 178 Laroche, M. 15 Forget, S. 178 Laroche, M. 15 Franc, B. 175 Latour, G. 122,124 Frein,		
Fade, J. 113 Joly, D. 34 Fallet, C. 6 Kaiser, F. 65 Fanchon, J. 175 Kaladjian, A. 177, 178 Farha, R. 78 Kim, B. 165 Fauré, MC. 78 Labastie, P. 169 Federici, A. 115 Labroille, G. 128 Ferdinand, P. 60 Lacot, E. 120 Feugert, G. 109 Lafargue, C. 68 Fiers, M. 12 Lafosse, Xavier 139 Fink, M. 46 Lahaye, T. 169 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngoc Diep 86 Fischer, Alexis 38, 72 Lampin, JF. 101 Fiszman, N. 117 Lacry, M. 15 Foliot, H. 51 Lanter, M. 15 Forget, S. 178 Laroche, M. 159 Franc, B. 175 Latour, G. 122, 124 Frein, L. 101 Lautru, Joseph 53 G		
Fallet, C. 6 Kaiser, F. 63 Farchon, J. 175 Kaladjian, A. 177, 78 Farha, R. 78 Kim, B. 165 Fauré, MC. 78 Labastie, P. 169 Federici, A. 115 Labroille, G. 128 Ferdinand, P. 60 Lacot, E. 120 Feugnet, G. 109 Lafargue, C. 68 Fiers, M. 12 Lafosse, Xavier 139 Fink, M. 46 Lahaye, T. 169 Fischer, Alexis 66 Lai, Ngoc Diep 86 Fischer, Alexis 36, 70 Lain, Ngoc Diep 147 Fischer, Alexis 38, 72 Lampin, JF. 101 Fischer, Alexis 38, 72 Lampin,	•	•
Fanchon, J. 175 Kaladjian, A. 177, 178 Farha, R. 78 Kim, B. 165 Fauré, MC. 78 Labastie, P. 169 Federici, A. 115 Labroille, G. 128 Ferdinand, P. 60 Lacot, E. 120 Ferderici, A. 112 Lafosse, Xavier 139 Fish, M. 46 Lahaye, T. 169 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngoc Diep 86 Fischer, Alexis 38, 72 Lampin, JF. 101 Falxis 1.17 Lacry, M. 1	•	
Farné, MC. 78 Labastie, P. 165 Fauré, MC. 78 Labastie, P. 169 Federici, A. 115 Labroille, G. 128 Ferdinand, P. 60 Lacot, E. 120 Feugnet, G. 109 Lafosse, Xavier 139 Fiers, M. 12 Lafosse, Xavier 139 Fink, M. 46 Lahaye, T. 169 Fischer, Alexis 66 Lai, Ngoc Diep 86 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngoc Diep 147 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngoc Diep 147 Fischer, Alexis 38, 72 Lampin, JF. 101 Fiszman, N. 117 Larcy, M. 15 Folliot, H. 51 Lantz, E. 103, 105 Forget, S. 178 Laroche, M. 159 Franc, B. 175 Latour, G. 122, 124 Frein, L. 101 Lautru, Joseph 53 Gallis, L. 111 Lautru, Joseph		
Fauré, MC. 78 Labastie, P. 169 Federici, A. 115 Labroille, G. 128 Ferdinand, P. 60 Lacot, E. 120 Feugnet, G. 109 Lafargue, C. 68 Fiers, M. 12 Lafosse, Xavier 139 Fink, M. 46 Lala, Ngoc Diep 86 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngoc Diep 147 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngoc Diep 147 Fischer, Alexis 38, 72 Lampin, JF. 101 Facution 16 Lain M. 15 Forger, S. 178		•
Federici, A. 115 Labroille, G. 128 Ferdinand, P. 60 Lacot, E. 120 Feugnet, G. 109 Lafargue, C. 68 Fiers, M. 12 Lafosse, Xavier 139 Fink, M. 46 Lahaye, T. 169 Fischer, Alexis 66 Lai, Ngoc Diep 86 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngoc Diep 147 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngoc Diep 147 Fischer, Alexis 38, 72 Lampin, J. F. 101 Fiszman, N. 117 Larcy, M. 15 Folliot, H. 51 Lantz, E. 103, 105 Forget, S. 178 Laroche, M. 159 Franc, B. 175 Latour, G. 122, 124 Frein, L. 101 Lautru, Joseph 53 Gallais, L. 111 Lautru, Joseph 68 Galler, Sandrine 170 Le Coq, Y. 58 Ganibal, C. 175 Le Gall, A. 117		
Ferdinand, P. 60 Lacot, E. 120 Feugnet, G. 109 Lafargue, C. 68 Fiers, M. 12 Lafosse, Xavier 139 Fink, M. 46 Lain, Ngoc Diep 86 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngoc Diep 86 Fischer, Alexis 38, 72 Lampin, JF. 101 Ferrol, Lower, Alexis 15 Lampin, JF. 101 Fischer, Alexis 15 Latru, Joseph 52 Gallais, L. <td>•</td> <td></td>	•	
Feugnet, G. 109 Lafargue, C. 68 Fiers, M. 12 Lafosse, Xavier 139 Fink, M. 46 Lahaye, T. 169 Fischer, Alexis 66 Lai, Ngoc Diep 38 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngoc Diep 147 Fischer, Alexis 38, 72 Lampin, JF. 101 Fiszman, N. 117 Lancy, M. 15 Folliot, H. 51 Lantz, E. 103, 105 Forget, S. 178 Laroche, M. 159 Franc, B. 175 Latour, G. 122, 124 Frein, L. 101 Lautru, Joseph 53 Gallier, Sandrine 170 Le Coy, Y. 58 Gallier, Sandrine 170 Le Coy, Y. 58 Garial, C. 175 Le Gall, A. 117 García-Juárez, A. 179 Lebental, M. 68 Garria-Parajo, M. 157 Ledoux-Rak, Isabelle 36 Geffroy, B. 34, 81 Ledoux-Rak, Isabell	•	•
Fiers, M. 12 Lafosse, Xavier 139 Fink, M. 46 Lahaye, T. 169 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngoc Diep 86 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngoc Diep 147 Fischer, Alexis 38, 72 Lampin, JF. 101 Fischer, Alexis 15 Lator, G. 15 Folliot, H. 51 Lator, G. 122, 124 Frein, L. 101 Lautru, Joseph 53 Gallais, L. 111 Lautru, Joseph 58 Galibal, C. <td< td=""><td>· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·</td><td></td></td<>	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	
Fink, M. 46 Lahaye, T. 169 Fischer, Alexis 66 Lai, Ngoc Diep 86 Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngoc Diep 147 Fischer, Alexis 38, 72 Lampin, JF. 101 Fischer, Alexis 38, 72 Lampin, JF. 103 Fischer, Alexis 10 Lancy, M. 15 Forac, S. 175 Latour, G. 122, 124 Frein, L. 101 Lautru, Joseph 68 Garcia-Sandrine 170 Le Coq, Y. 58 Ganibal, C.	•	· ·
Fischer, Alexis 66 Lai, Ngoc Diep 86 Fischer, Alexis 36,70 Lai, Ngoc Diep 147 Fischer, Alexis 38,72 Lampin, JF. 101 Fiszman, N. 117 Lancry, M. 15 Folliot, H. 51 Lantz, E. 103, 105 Forget, S. 178 Laroche, M. 159 Franc, B. 175 Latour, G. 122, 124 Frein, L. 101 Lautru, Joseph 53 Gallais, L. 111 Lautru, Joseph 68 Galtier, Sandrine 170 Le Coq, Y. 58 Ganibal, C. 175 Le Gall, A. 117 Garcia-Parajo, M. 157 Lebental, M. 68 Gerroy, B. 34,81 Ledoux-Rak, Isabelle 86 Geffroy, B. 34,81 Ledoux-Rak, Isabelle 53 Ghabbach, A. 118 Lefèvre, Hervé 24 Gilles, H. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Léotin, J.	•	
Fischer, Alexis 36, 70 Lai, Ngoc Diep 147 Fischer, Alexis 38, 72 Lampin, JF. 101 Fiszman, N. 117 Lantz, F. 101 Folliot, H. 51 Lantz, E. 103, 105 Forget, S. 178 Laroche, M. 159 Franc, B. 175 Latour, G. 122, 124 Frein, L. 101 Lautru, Joseph 53 Gallais, L. 111 Lautru, Joseph 68 Galtier, Sandrine 170 Le Coq, Y. 58 Ganibal, C. 175 Le Gall, A. 117 García-Parajo, M. 157 Ledoux-Rak, Isabelle 86 Geffroy, B. 34, 81 Ledoux-Rak, Isabelle 147 George, S. 176 Ledoux-Rak, Isabelle 53 Ghábbach, A. 118 Lefèvre, Hervé 24 Gilles, H. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Léotin, J. 176 Godeau, A. 177 Lerosey, G.<	·	•
Fischer, Alexis 38, 72 Lampin, JF. 101 Fiszman, N. 117 Lancry, M. 15 Folliot, H. 51 Lantz, E. 103, 105 Forget, S. 178 Laroche, M. 159 Franc, B. 175 Latour, G. 122, 124 Frein, L. 101 Lautru, Joseph 53 Gallais, L. 111 Lautru, Joseph 68 Galtier, Sandrine 170 Le Coq, Y. 58 Ganibal, C. 175 Le Gall, A. 117 García-Juárez, A. 179 Lebental, M. 68 García-Parajo, M. 157 Ledoux-Rak, Isabelle 86 Geffroy, B. 34, 81 Ledoux-Rak, Isabelle 147 George, S. 176 Ledoux-Rak, Isabelle 53 Ghabbach, A. 118 Lefèvre, Hervé 24 Gilastre, W. 159 Lémoult, F. 46 Girard, S. 159 Léotin, J. 176 Goldmann, M. 78 Lequime, M. </td <td></td> <td></td>		
Fiszman, N. 117 Lancry, M. 15 Folliot, H. 51 Lantz, E. 103, 105 Forget, S. 178 Laroche, M. 159 Franc, B. 175 Latour, G. 122, 124 Frein, L. 101 Lautru, Joseph 53 Gallais, L. 111 Lautru, Joseph 68 Galtier, Sandrine 170 Le Coq, Y. 58 Ganibal, C. 175 Le Gall, A. 117 Garcia-Juárez, A. 179 Lebental, M. 68 Garcia-Parajo, M. 157 Ledoux-Rak, Isabelle 86 Geffroy, B. 34, 81 Ledoux-Rak, Isabelle 147 George, S. 176 Ledoux-Rak, Isabelle 53 Ghabbach, A. 118 Lefèvre, Hervé 24 Gilles, H. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Léotin, J. 176 Glastre, W. 120 Lequime, M. 118, 126 Godeau, A. 177 Lerosey, G.	•	
Folliot, H. 51 Lantz, E. 103, 105 Forget, S. 178 Laroche, M. 159 Franc, B. 175 Latour, G. 122, 124 Frein, L. 101 Lautru, Joseph 53 Gallais, L. 111 Lautru, Joseph 68 Galtier, Sandrine 170 Le Coq, Y. 58 Ganibal, C. 175 Le Gall, A. 117 García-Juárez, A. 179 Lebental, M. 68 García-Parajo, M. 157 Ledoux-Rak, Isabelle 86 Geffroy, B. 34, 81 Ledoux-Rak, Isabelle 147 George, S. 176 Ledoux-Rak, Isabelle 53 Ghabbach, A. 118 Lefèvre, Hervé 24 Gilles, H. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Leoun, M. 118, 126 Godeau, A. 177 Lerosey, G. 46 Goldmann, M. 78 Letartre, X.		•
Forget, S. 178 Laroche, M. 159 Franc, B. 175 Latour, G. 122, 124 Frein, L. 101 Lautru, Joseph 53 Gallais, L. 111 Lautru, Joseph 68 Galtier, Sandrine 170 Le Coq, Y. 58 Ganibal, C. 175 Le Gall, A. 117 García-Juárez, A. 179 Lebental, M. 68 Garcia-Parajo, M. 157 Ledoux-Rak, Isabelle 86 Geffroy, B. 34, 81 Ledoux-Rak, Isabelle 147 George, S. 176 Ledoux-Rak, Isabelle 53 Ghabbach, A. 118 Lefèvre, Hervé 24 Giles, H. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Léotin, J. 176 Glastre, W. 120 Lequime, M. 118, 126 Godeau, A. 177 Lerosey, G. 46 Goldmann, M. 78 Letartre, X. 89 Goulam Houssen, Y. 122 Lévesque, Q. <td>•</td> <td>•</td>	•	•
Franc, B. 175 Latour, G. 122, 124 Frein, L. 101 Lautru, Joseph 53 Gallais, L. 111 Lautru, Joseph 68 Galtier, Sandrine 170 Le Coq, Y. 58 Ganibal, C. 175 Le Gall, A. 117 García-Juárez, A. 179 Lebental, M. 68 García-Parajo, M. 157 Ledoux-Rak, Isabelle 86 Geffroy, B. 34, 81 Ledoux-Rak, Isabelle 147 George, S. 176 Ledoux-Rak, Isabelle 53 Ghabbach, A. 118 Lefèvre, Hervé 24 Giles, H. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Lévin, J. 176 Glastre, W. 120 Lequime, M. 118, 126 Godeau, A. 177 Lerosey, G. 46 Goldmann, M. 78 Letartre, X. 89 Goulam Houssen, Y. 122 Lévesque, Q.	·	·
Frein, L. 101 Lautru, Joseph 53 Gallais, L. 111 Lautru, Joseph 68 Galtier, Sandrine 170 Le Coq, Y. 58 Ganibal, C. 175 Le Gall, A. 117 García-Juárez, A. 179 Lebental, M. 68 García-Parajo, M. 157 Ledoux-Rak, Isabelle 86 Geffroy, B. 34, 81 Ledoux-Rak, Isabelle 147 George, S. 176 Ledoux-Rak, Isabelle 53 Ghabbach, A. 118 Lefèvre, Hervé 24 Gilles, H. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Léotin, J. 176 Glastre, W. 120 Lequime, M. 118, 126 Godeau, A. 177 Lerosey, G. 46 Goldmann, M. 78 Letartre, X. 89 Goulam Houssen, Y. 122 Lévesque, Q. 155 Grasset, F. 51 Ley, C. 99 Greffet, JJ. 27, 139 Li, Q.	8 7	
Gallais, L. 111 Lautru, Joseph 68 Galtier, Sandrine 170 Le Coq, Y. 58 Ganibal, C. 175 Le Gall, A. 117 García-Juárez, A. 179 Lebental, M. 68 Garcia-Parajo, M. 157 Ledoux-Rak, Isabelle 86 Geffroy, B. 34, 81 Ledoux-Rak, Isabelle 147 George, S. 176 Ledoux-Rak, Isabelle 53 Ghabbach, A. 118 Lefèvre, Hervé 24 Gilles, H. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Léotin, J. 176 Glastre, W. 120 Lequime, M. 118, 126 Godeau, A. 177 Lerosey, G. 46 Goldmann, M. 78 Letartre, X. 89 Goulam Houssen, Y. 122 Lévesque, Q. 155 Grasset, F. 51 Ley, C. 99 Greffet, JJ. 27, 139 Li, Q. 147 Griffete, N. 78 Liu, H.	,	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
Galtier, Sandrine 170 Le Coq, Y. 58 Ganibal, C. 175 Le Gall, A. 117 García-Juárez, A. 179 Lebental, M. 68 Garcia-Parajo, M. 157 Ledoux-Rak, Isabelle 86 Geffroy, B. 34, 81 Ledoux-Rak, Isabelle 147 George, S. 176 Ledoux-Rak, Isabelle 53 Ghabbach, A. 118 Lefèvre, Hervé 24 Gilles, H. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Léotin, J. 176 Glastre, W. 120 Lequime, M. 118, 126 Godeau, A. 177 Lerosey, G. 46 Goldmann, M. 78 Letartre, X. 89 Goulam Houssen, Y. 122 Lévesque, Q. 155 Grasset, F. 51 Ley, C. 99 Greffet, JJ. 27, 139 Li, Q. 147 Griffete, N. 78 Liu, H. 137 Grospean, T. 44 Liukaityte, S.		•
Ganibal, C. 175 Le Gall, A. 117 García-Juárez, A. 179 Lebental, M. 68 Garcia-Parajo, M. 157 Ledoux-Rak, Isabelle 86 Geffroy, B. 34, 81 Ledoux-Rak, Isabelle 147 George, S. 176 Ledoux-Rak, Isabelle 53 Ghabbach, A. 118 Lefèvre, Hervé 24 Gilles, H. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Léotin, J. 176 Glastre, W. 120 Lequime, M. 118, 126 Godeau, A. 177 Lerosey, G. 46 Goldmann, M. 78 Letartre, X. 89 Goulam Houssen, Y. 122 Lévesque, Q. 155 Grasset, F. 51 Ley, C. 99 Greffet, JJ. 27, 139 Li, Q. 147 Griffete, N. 78 Liu, H. 137 Grosjean, T. 44 Liukaityte, S. 126 Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 10		•
García-Juárez, A. 179 Lebental, M. 68 Garcia-Parajo, M. 157 Ledoux-Rak, Isabelle 86 Geffroy, B. 34, 81 Ledoux-Rak, Isabelle 147 George, S. 176 Ledoux-Rak, Isabelle 53 Ghabbach, A. 118 Lefèvre, Hervé 24 Gilles, H. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Léotin, J. 176 Glastre, W. 120 Lequime, M. 118, 126 Godeau, A. 177 Lerosey, G. 46 Goldmann, M. 78 Letartre, X. 89 Goulam Houssen, Y. 122 Lévesque, Q. 155 Grasset, F. 51 Ley, C. 99 Greffet, JJ. 27, 139 Li, Q. 147 Griffete, N. 78 Liu, H. 137 Grosjean, T. 44 Liukaityte, S. 126 Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 109 Guibal, S. 177 Lopez, O. 58 <td></td> <td><u>*</u></td>		<u>*</u>
Garcia-Parajo, M. 157 Ledoux-Rak, Isabelle 86 Geffroy, B. 34, 81 Ledoux-Rak, Isabelle 147 George, S. 176 Ledoux-Rak, Isabelle 53 Ghabbach, A. 118 Lefèvre, Hervé 24 Gilles, H. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Léotin, J. 176 Glastre, W. 120 Lequime, M. 118, 126 Godeau, A. 177 Lerosey, G. 46 Goldmann, M. 78 Letartre, X. 89 Goulam Houssen, Y. 122 Lévesque, Q. 155 Grasset, F. 51 Ley, C. 99 Greffet, JJ. 27, 139 Li, Q. 147 Griffete, N. 78 Liu, H. 137 Grosjean, T. 44 Liukaityte, S. 126 Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 109 Guibal, S. 177 Lopez, O. 58		
Geffroy, B. 34, 81 Ledoux-Rak, Isabelle 147 George, S. 176 Ledoux-Rak, Isabelle 53 Ghabbach, A. 118 Lefèvre, Hervé 24 Gilles, H. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Léotin, J. 176 Glastre, W. 120 Lequime, M. 118, 126 Godeau, A. 177 Lerosey, G. 46 Goldmann, M. 78 Letartre, X. 89 Goulam Houssen, Y. 122 Lévesque, Q. 155 Grasset, F. 51 Ley, C. 99 Greffet, JJ. 27, 139 Li, Q. 147 Griffete, N. 78 Liu, H. 137 Grosjean, T. 44 Liukaityte, S. 126 Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 109 Guibal, S. 177 Lopez, O. 58		
George, S. 176 Ledoux-Rak, Isabelle 53 Ghabbach, A. 118 Lefèvre, Hervé 24 Gilles, H. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Léotin, J. 176 Glastre, W. 120 Lequime, M. 118, 126 Godeau, A. 177 Lerosey, G. 46 Goldmann, M. 78 Letartre, X. 89 Goulam Houssen, Y. 122 Lévesque, Q. 155 Grasset, F. 51 Ley, C. 99 Greffet, JJ. 27, 139 Li, Q. 147 Griffete, N. 78 Liu, H. 137 Grosjean, T. 44 Liukaityte, S. 126 Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 109 Guibal, S. 177 Lopez, O. 58	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	
Ghabbach, A. 118 Lefèvre, Hervé 24 Gilles, H. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Léotin, J. 176 Glastre, W. 120 Lequime, M. 118, 126 Godeau, A. 177 Lerosey, G. 46 Goldmann, M. 78 Letartre, X. 89 Goulam Houssen, Y. 122 Lévesque, Q. 155 Grasset, F. 51 Ley, C. 99 Greffet, JJ. 27, 139 Li, Q. 147 Griffete, N. 78 Liu, H. 137 Grosjean, T. 44 Liukaityte, S. 126 Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 109 Guibal, S. 177 Lopez, O. 58	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	
Gilles, H. 159 Lemoult, F. 46 Girard, S. 159 Léotin, J. 176 Glastre, W. 120 Lequime, M. 118, 126 Godeau, A. 177 Lerosey, G. 46 Goldmann, M. 78 Letartre, X. 89 Goulam Houssen, Y. 122 Lévesque, Q. 155 Grasset, F. 51 Ley, C. 99 Greffet, JJ. 27, 139 Li, Q. 147 Griffete, N. 78 Liu, H. 137 Grosjean, T. 44 Liukaityte, S. 126 Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 109 Guibal, S. 177 Lopez, O. 58	_	
Girard, S. 159 Léotin, J. 176 Glastre, W. 120 Lequime, M. 118, 126 Godeau, A. 177 Lerosey, G. 46 Goldmann, M. 78 Letartre, X. 89 Goulam Houssen, Y. 122 Lévesque, Q. 155 Grasset, F. 51 Ley, C. 99 Greffet, JJ. 27, 139 Li, Q. 147 Griffete, N. 78 Liu, H. 137 Grosjean, T. 44 Liukaityte, S. 126 Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 109 Guibal, S. 177 Lopez, O. 58		
Glastre, W. 120 Lequime, M. 118, 126 Godeau, A. 177 Lerosey, G. 46 Goldmann, M. 78 Letartre, X. 89 Goulam Houssen, Y. 122 Lévesque, Q. 155 Grasset, F. 51 Ley, C. 99 Greffet, JJ. 27, 139 Li, Q. 147 Griffete, N. 78 Liu, H. 137 Grosjean, T. 44 Liukaityte, S. 126 Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 109 Guibal, S. 177 Lopez, O. 58		
Godeau, A. 177 Lerosey, G. 46 Goldmann, M. 78 Letartre, X. 89 Goulam Houssen, Y. 122 Lévesque, Q. 155 Grasset, F. 51 Ley, C. 99 Greffet, JJ. 27, 139 Li, Q. 147 Griffete, N. 78 Liu, H. 137 Grosjean, T. 44 Liukaityte, S. 126 Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 109 Guibal, S. 177 Lopez, O. 58		
Goldmann, M. 78 Letartre, X. 89 Goulam Houssen, Y. 122 Lévesque, Q. 155 Grasset, F. 51 Ley, C. 99 Greffet, JJ. 27, 139 Li, Q. 147 Griffete, N. 78 Liu, H. 137 Grosjean, T. 44 Liukaityte, S. 126 Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 109 Guibal, S. 177 Lopez, O. 58		•
Goulam Houssen, Y. 122 Lévesque, Q. 155 Grasset, F. 51 Ley, C. 99 Greffet, JJ. 27, 139 Li, Q. 147 Griffete, N. 78 Liu, H. 137 Grosjean, T. 44 Liukaityte, S. 126 Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 109 Guibal, S. 177 Lopez, O. 58		•
Grasset, F. 51 Ley, C. 99 Greffet, JJ. 27, 139 Li, Q. 147 Griffete, N. 78 Liu, H. 137 Grosjean, T. 44 Liukaityte, S. 126 Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 109 Guibal, S. 177 Lopez, O. 58		
Greffet, JJ. 27, 139 Li, Q. 147 Griffete, N. 78 Liu, H. 137 Grosjean, T. 44 Liukaityte, S. 126 Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 109 Guibal, S. 177 Lopez, O. 58		
Griffete, N. 78 Liu, H. 137 Grosjean, T. 44 Liukaityte, S. 126 Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 109 Guibal, S. 177 Lopez, O. 58		•
Grosjean, T. 44 Liukaityte, S. 126 Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 109 Guibal, S. 177 Lopez, O. 58		
Guenneau, S. 131 Livet, J. 128 Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 109 Guibal, S. 177 Lopez, O. 58		
Guennouni-Assimi, Z. 78 Loas, G. 101, 109 Guibal, S. 177 Lopez, O. 58	· ·	•
Guibal, S		
Guillet De Chatellus, H		•
	Guillet De Chatellus, H	Loulier, K

Loumaigne, M	Pontillon, Y
Lozes, F	Pottie, P.E
Lucas, B	Poumellec, B
Lucas, E	Prévôt, M
Lüders, U	Primot, J
Mager, L	Punj, D
Mahou, P	Quetel, L
Maillart, E	Quintin, N
Maître, A	Rai, P
Mangeney, C	Ráuer, B
Marcoul, P	Reig, B
Marquier, F	Renaud, C
Mathevet, R	Renault, M. 93
Matho, K	Renversez, G
Mauffret, A	Rigneault, H
Merzougui, M	Rivière, N
Michel, K	Roblin, M
Milman, P	Roca I Cabarrocas, P
Mivelle, M	Rodríguez-Asomoza, J 179
Molard, Y	Rolland, A
Moldovan, D	Romanelli, Marco
Moparthi, S	Rosencher, E
Moreau, Julien	Rumyantseva, A
Moreau, Julien	Saguy, M
Morin, X	Santarelli, G
Morvan, L	Sarkar, M
Najar, A	Schanne-Klein, MC
Namy, O	Schaub, E
Nazabal, V	Schneider, B
Nazac, A 6	Schrauwen, B
Neaime, C	Schwartz, S
Nemec, P. 133 Nguyen, C.T. 53	Schwob, C. 78, 139 Senellart, P. 139
Nguyen, Q.L	Sereda, A
Nguyen, Thi Thanh Ngan	Simon, B
Nguyen, Thi Thanh Ngan	Sirven, JB
Nicolodi, D	Sobeshchuk, N. 68
Noguès, C	Solard, Jeanne
Novikova, T	Soppera, O
Olivier, M	Soriano, G
Ordonez-Miranda, J	Spira, R
Ostrowsky, D	Stamboul, M
Pac, MJ	Stefani, F
Paques, M 92	Stolz, A
Pardo, F	Supatto, W
Pelé, A.L	Tanzilli, Sébastien
Pelouard, JL	Tardin, C
Peresse, F	Tchahame, J
Perrin, G	Thévenin, J
Perronet, K	Tinet, E
Petiteau, D	Tokunaga, S.K
Peytavit, E	Tondelier, D
Pierangelo, A	Tranchant, L
Pigeon, F	Troles, Johan
Pillet, G	Tualle, JM
Pillin, I	Tuilier, MH
Pirasteh, P	Validire, P
Pissondes, JC	Vallet, M
Pocholle, JP	Van Hulst, N

Van Vaerenbergh, T	Wang, L
Van Zanten, T	Wenger, J
Vandoorne, K	Werts, M
Vasanthakumar, P	Westbrook, N
Vassant, S	Wiotte, F
Ventalon, C	Zaknoune, M
Vest, B	Zaldívar-Huerta, I
Vignaud, G 97	Zeng, L
Vincent, G	Zerrad, M
Vitrant, G	Zimmerley, M
Voliotis, V	Zyss, Joseph
Volz, S	Zyss, Joseph
Wallart, X	