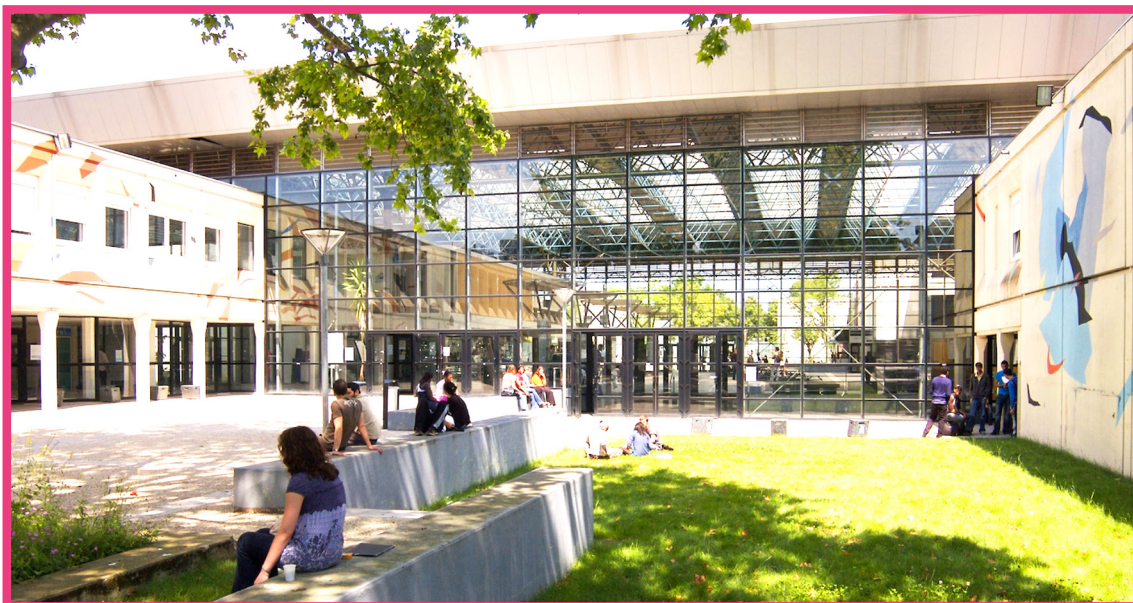


Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique



Villetaneuse, 8-11 Juillet 2013

(COLOQ'13)

Présentations posters

Session posters COLOQ - Optique & Information Quantique

P1	Génération de paires de photons corrélés par mélange à quatre ondes dans une fibre microstructurée à cœur liquide <i>M. Barbier et P. Delaye</i> Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud 52	52
P2	Vers une diode laser émettrice de photons jumeaux <i>F. Boitier, C. Autebert, A. Orioux, G. Boucher, A. Eckstein, E. Galopin, A. Lemaître, C. Manquest, I. Favero, G. Leo et S. Ducci</i> Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, CNRS-UMR 7162, 54	54
P3	Génération directe d'états de Bell sur une puce semiconductrice III-V à température ambiante <i>G. Boucher, A. Orioux, A. Eckstein, A. Lemaître, P. Filloux, I. Favero, G. Leo, T. Coudreau, A. Keller, P. Milman et S. Ducci</i> Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire MPQ, CNRS-UMR 7162 56	56
P4	Ensemble de centres NV du diamant pour l'imagerie magnétique <i>M. Chipaux et T. Debuisschert</i> Thales Research & Technology 58	58
P5	Restitution hors d'axe du moment angulaire orbital stocké dans des atomes froids <i>R. De Oliveira, L. Pruvost, D. Felinto, D. Bloch et J. Tabosa</i> Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco 60	60
P6	Interactions entre impulsions quantifiées et systèmes atomique <i>S. Derouault et M.A. Bouchene</i> Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité - UMR5589 62	62
P7	Détection d'intrication non-gaussienne par mesure directe de la fonction de Wigner <i>T. Douce, A. Eckstein, S. Walborn, A. Khoury, S. Ducci, A. Keller, T. Coudreau et P. Milman</i> Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire MPQ, CNRS-UMR 7162 64	64
P8	Mesure projective temps réel de spins nucléaires individuels dans le diamant à température ambiante <i>A. Dréau, P. Jamonneau, S. Kosen, P. Spinicelli, J. Maze, J.-F. Roch et V. Jacques</i> Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire - ENS Cachan 66	66
P9	Génération de Peignes en Quadrature par Conditionnements Homodynes <i>J. Etesse, R. Blandino, B. Kanseri et R. Tualle-Broui</i> Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris Sud 67	67
P10	Distribution de paires de photons basée sur le multiplexage en longueur d'onde <i>J. Ghalbouni, E. Diamanti et I. Zaquine</i> Telecom ParisTech 69	69
P11	Etude Pompe-Sonde de la Relaxation d'un Spin Electronique Individuel dans un Nanocristal de Diamant <i>T. Hingant, J.-P. Tétienne, L. Rondin, A. Cavaillès, J.-F. Roch et V. Jacques</i> Laboratoire Aimé Cotton, CNRS/Université Paris-Sud/ENS Cachan 71	71
P12	Nuage d'atomes froids de rubidium pour la génération de photons uniques et la téléportation quantique <i>A. Issautier, F. Kaiser, O. Alibart, A. Kastberg et S. Tanzilli</i> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée 73	73
P13	A versatile source of polarization entangled photons for quantum network applications <i>F. Kaiser, A. Issautier, L.A. Ngah, O. Alibart, A. Martin et S. Tanzilli</i> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée 75	75
P14	Détermination de l'orientation d'un nanoémetteur individuel par analyse en polarisation <i>C. Lethiec, J. Laverdant, C. Javaux, B. Dubertret, C. Schwob, L. Coolen et A. Maître</i> INSP 77	77
P15	Optomécanique avec une membrane à cristal photonique <i>K. Makles, T. Antoni, A. Kuhn, R. Braive, S. Deleglise, T. Briant, P.-F. Cohadon, I. Robert-Philip et A. Heidmann</i> Laboratoire Kastler Brossel 79	79
P16	Cross time-bin photonic entanglement for quantum key distribution <i>A. Martin, F. Kaiser, A. Vernier, A. Beveratos, V. Scarani et S. Tanzilli</i> Group of Applied Physics, University of Geneva 81	81
P17	Mesure spatiale 2-D du paradoxe Einstein-Podolsky-Rosen dans des images de fluorescence paramétrique de type II <i>J. Mougin-Sisini, P.A. Moreau, E. Lantz et F. Devaux</i> FEMTO-ST UMR CNRS 6174, Université de Franche-Comté 83	83
P18	Optomecanique en cavite avec des micromiroirs <i>L. Neuhaus, S. Zerkani, A. Kuhn, J. Teissier, D. Garcia-Sanchez, S. Deleglise, P.-F. Cohadon, T. Briant et A. Heidmann</i> LKB 84	84
P19	Indistinguishable ultra-fast photon pair source for advanced quantum protocols <i>L.A. Ngah, V. D'auria, L. Labonté, O. Alibart et S. Tanzilli</i> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée 86	86
P20	High-quality polarization entanglement engineering in standard telecom channels <i>L.A. Ngah, F. Kaiser, A. Issautier, H. Herrmann, W. Sohler, A. Martin et S. Tanzilli</i> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée 88	88

P21	Génération de couples de photons hyper-intriqués en microcavités couplées <i>S. Portolan</i> Institute of Atomic and Subatomic Physics, TU Wien 90	90
P22	Saturation Attack on Continuous-Variable Quantum Key Distribution System <i>H. Qin, R. Kumar et R. Alléaume</i> TELECOM ParisTech 92	92
P23	Filtrage et analyse passive de peignes de fréquence pour la métrologie projective à la limite quantique <i>R. Schmeissner, V. Thiel, C. Fabre et N. Treps</i> Laboratoire Kastler Brossel 95	95
P24	Optomécanique dans les cristaux photoniques <i>V. Tsvirkun</i> LPN-CNRS 97	97
P25	Détection optique de la résonance magnétique d'un spin individuel dans le diamant : application à l'imagerie magnétique à l'échelle nanométrique <i>J.-P. Tétienne, T. Hingant, L. Rondin, S. Rohart, A. Thiaville, J.-F. Roch et V. Jacques</i> Laboratoire Aimé Cotton, CNRS/Université Paris-Sud/ENS Cachan 99	99
P26	Excitation simultanée de deux atomes par deux photons induite par des états corrélés de la lumière <i>Z. Zheng, P. Saldanha, J. Rios Leite et C. Fabre</i> Laboratoire Kastler Brossel 101	101

Session posters COLOQ - Optique Non Linéaire Avancée

P27	Mesure du signal de second harmonique généré par des fibrilles de collagène de diamètre variable <i>S. Bancelin, C. Aimé, C. Albert, G. Mosser, T. Coradin et M.-C. Schanne-Klein</i> Laboratoire d'Optique et Biosciences - Ecole Polytechnique - CNRS 103	103
P28	Effet Kerr Térahertz dans un cristal de Phosphore de Gallium <i>M. Cornet, J. Degert, E. Abraham et E. Freysz</i> LOMA Université Bordeaux 1 105	105
P29	Lumière lente dans les cristaux photoniques <i>P. Grinberg, Y. Dumeige, P. Hamel, S. Haddadi, A. Yacomotti, I. Sagnes, F. Raineri, K. Bencheikh et A. Levenson</i> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures LPN-CNRS 107	107
P30	Formation de Solitons Spectraux Incohérents Lors de La Génération de Supercontinuum en Fibre à Cristaux Photoniques <i>B. Kibler, C. Michel, G. Millot, G. Xu, B. Barviau, A. Kudlinski et A. Picozzi</i> Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne 109	109
P31	Renversement Temporel de Signaux Radiofréquence Transférés sur Porteuse Optique <i>H. Linget, T. Chanellière, L. Morvan, J.-L. Le Gouët et A. Louchet-Chauvet</i> Laboratoire Aimé Cotton CNRS UPR 3321 111	111
P32	Changements Conformationnels dans les Protéines étudiés par Dichroïsme Circulaire Résolu en Temps <i>L. Mendonça et F. Hache</i> Laboratoire d'Optique et Biosciences 113	113
P33	Solitons Temporels Incohérents et Approche Vlasov <i>C. Michel, B. Kibler, J. Garnier, G. Xu et A. Picozzi</i> Laboratoire de Physique de la Matière Condensée 115	115
P34	Excitation cohérente d'une microcavité non linéaire <i>J. Oden, S. Trebaol, M. Hanna, P. Delaye, P. Lalanne, D. Peyrade et N. Dubreuil</i> Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud 117	117

Session posters COLOQ - Atomes Froids & Métrologie

P35	Laser aléatoire à atomes froids <i>D. Aktas, Q. Baudouin, N. Mercadier, V. Gurrera, W. Guerin et R. Kaiser</i> Institut Non linéaire de Nice 119	119
P36	Interférométrie Atomique et Oscillations de Bloch dans un Réseau Optique <i>M. Andia, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez et F. Biraben</i> Laboratoire Kastler Brossel 121	121
P37	Transfert de Stabilité de Fréquence du Proche au Moyen Infrarouge <i>B. Argence, B. Chanteau, O. Lopez, P. Hernandez, D. Nicolodi, G. Santarelli, C. Chardonnet, C. Daussy, B. Darquié, Y. Le Coq et A. Amy-Klein</i> Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS 123	123
P38	Cristaux de Coulomb géants multi-espèces, un outil spectroscopique <i>V. Bachelet, J.-P. Likforman, L. Guidoni et S. Guibal</i> Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162 125	125

P39	Extraction d'un signal Ultrastable sur un lien optique fibré <i>A. Bercy, S. Guellati-Khélifa, P.E. Pottie, A. Amy-Klein et O. Lopez</i> Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS	127
P40	MOT-2D Collimaté par un mode de Laguerre-Gauss <i>V. Carrat, C. Cabrera-Guitierrez, M. Jacquey, J. Tabosa, B. Viaris De Lesegno et L. Pruvost</i> Laboratoire Aimé-Cotton. CNRS, Univ. Paris-Sud, ENS-Cachan.	129
P41	Prototype d'horloge atomique compacte a piégeage cohérent de population <i>J.-M. Danet, P. Yun, S. Guerandel et E. De Clercq</i> LNE-SYRTE, Systèmes de Référence Temps-Espace, Observatoire de Paris.....	131
P42	Dynamique de spin dans un condensat de Bose en réseau <i>A. De Paz, A. Chotia, A. Sharma, E. Maréchal, P. Pedri, L. Vernac, B. Laburthe-Tolra et O. Gorceix</i> Laboratoire de Physique des Lasers, UMR7538, CNRS et Université Paris 13	133
P43	Excitations de Bogoliubov au bord d'un condensat quasi-1D <i>A. Diallo et C. Henkel</i> Institut für Physik und Astronomie, Universität Potsdam	135
P44	Un gas de Bose dans un anneau <i>R. Dubessy, P. Pedri et H. Perrin</i> Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers	137
P45	Spectroscopie haute résolution de la transition 1S-3S de l'atome d'hydrogène <i>S. Galtier, F. Nez, L. Julien et F. Biraben</i> Laboratoire Kastler Brossel, UPMC, ENS, CNRS	139
P46	Mesures des phases topologiques Aharonov-Casher et He-McKellar-Wilkens par interférométrie atomique <i>J. Gillot, S. Lepoutre, A. Gauguet, M. Büchner et J. Vigué</i> Laboratoire Collisions Agrégats Réactivité - IRSAMC	141
P47	Interférométrie atomique sur un condensat de Bose-Einstein <i>R. Jannin, P. Cladé, S. Guellati-Khélifa, F. Nez et F. Biraben</i> Laboratoire Kastler Brossel	143
P48	Dépendance en température de l'interaction longue distance atome-surface dans les conditions de l'équilibre thermique <i>A. Laliotis, T. Passerat De Silans, I. Maurin, M.-P. Gorza, M. Ducloy et D. Bloch</i> Laboratoire de Physique des lasers	145
P49	Comparaison d'horloges à réseau optique strontium <i>J. Lodewyck, C. Shi, U. Eismann, J.-L. Robyr, M. Gurov et R. Le Targat</i> LNE-SYRTE, Observatoire de Paris.	147
P50	Dissémination d'une fréquence ultrastable par lien optique sur le réseau public de télécommunications <i>O. Lopez, P.E. Pottie, F. Stefani, A. Bercy, B. Chanteau, A. Kanj, D. Rovera, J. Achkar, N. Quintin, C. Chardonnet, A. Amy-Klein et G. Santarelli</i> Laboratoire de Physique des Lasers - CNRS	149
P51	3 configurations de champs magnétiques pour le ralentissement d'atomes ou de molécules <i>R. Mathevet</i> LNCMI-Toulouse	151
P52	Mesure de la constante de Boltzmann par spectroscopie laser : vers une contribution au futur Système International d'unités <i>S. Mejri, P.L.T. Sow, S.K. Tokunaga, S. Briaudeau, C. Chardonnet, C. Bordé, B. Darquié et C. Daussy</i> Laboratoire Physique des Lasers	153
P53	Excitations collectives d'un condensat de Bose-Einstein à deux dimensions <i>K. Merloti, R. Dubessy, L. Longchambon, A. Perrin, P.E. Pottie, T. Badr, V. Lorent et H. Perrin</i> Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire de Physique des Lasers	155
P54	Gyromètre atomique de très grande aire <i>M. Meunier, I. Dutta, A. Landragin et C. Garrido Alzar</i> LNE-SYRTE, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC	157
P55	Spectroscopie Sub-Doppler d'une vapeur confinée en opale <i>E. Moufaret, P. Ballin, I. Zabkov, I. Maurin, A. Laliotis et D. Bloch</i> Laboratoire de Physique des lasers UNMR CNRS 7538 UP 13.....	159
P56	Cristaux de Coulomb simple couche : ions Sr⁺ refroidis dans un piège surfacique <i>B. Szymanski, R. Dubessy, S. Guibal, J.-P. Likforman et L. Guidoni</i> Univ Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques, UMR 7162	161
P57	Ions refroidis par laser dans un pièges surfacique micro-fabriqués <i>B. Szymanski, T. Rigaldo, R. Dubessy, M. Woytasik, C. Manquest, S. Guibal, L. Guidoni et J.-P. Likforman</i> Laboratoire Matériaux et Phenomenes Quantiques, Université Paris VII - CNRS UMR 7162.....	163
P58	Jet d'Argon métastable lent pour l'interférométrie atomique <i>T. Taillandier-Loize, S. Aljunid, G. Dutier, F. Perales, J. Baudon et M. Ducloy</i> Laboratoire de Physique des lasers	165

P59	Spectroscopie à Ultra Haute Résolution du Methyltrioxorhénium : vers l'observation de la Non Conservation de la Parité dans les Molécules Chirales <i>S.K. Tokunaga, F. Auguste, C. Stoeffler, A. Shelkovnikov, C. Daussy, A. Amy-Klein, C. Chardonnet et B. Darquié</i> Laboratoire de Physique des Lasers Université Paris 13, Sorbonne Paris Cité 167	167
P60	Métrologie de H₂⁺ - Avancées théoriques, Source d'ions et Laser de Refroidissement <i>V.Q. Tran, A. Douillet, L. Hilico, J. Trapateau, B. Dailly et J.-P. Karr</i> Laboratoire Kastler Brossel 169	169

Session posters COLOQ - Derniers Développements Lasers, Interactions

P61	Propriétés des zones de dégénérescence dans un laser solide pompé longitudinalement. <i>N. Barré, M. Brunel et M. Romanelli</i> Institut de Physique de Rennes 171	171
P62	Formalisme de la Fonction de Transfert Généralisée appliqué à un laser fibré dopé Erbium à rétroaction distribuée et saut de phase central (QWS-DFB) <i>Y. Boucher, N. Nguyen Thi Kim et P. Besnard</i> Laboratoire FOTON, CNRS UMR 6082 173	173
P63	Emission synchrone de peignes de fréquences de polarisations orthogonales <i>M. Brunel, J. Thévenin et M. Vallet</i> Institut de Physique de Rennes 175	175
P64	Emission bifréquence d'un laser à semiconducteur en cavité externe à 852 nm pour les horloges atomiques à césium <i>F. Camargo, P. Dumont, G. Lucas-Leclin, P. Georges, J.-M. Danet, D. Holleville, S. Guerandel, I. Sagnes, G. Baili, L. Morvan et D. Dolfi</i> Laboratoire Charles Fabry 177	177
P65	Résistance au flux laser en régime ultracourt de couches minces d'oxydes, de fluorures et de mixtures d'oxy-fluorures <i>D.-B. Douti, L. Gallais et M. Commandre</i> Institut Fresnel CNRS UMR 7149 - Ecole Centrale Marseille 179	179
P66	Laser Er,Yb autorégulé en bruit d'intensité <i>A. El Amili, G. Kervella et M. Alouini</i> Institut de Physique de Rennes 181	181
P67	Zone Sombre au Centre du Spot D'Arago-Poisson <i>O. Emile, A. Voisin, R. Niemiec, B. Varis De Lesegno, L. Pruvost, G. Ropars, J. Emile et C. Brousseau</i> URU 435 Laboratoire de Physique des Lasers 183	183
P68	Guidage de la Lumière dans un Film de Savon <i>O. Emile et J. Emile</i> URU 435 Laboratoire de Physique des Lasers 185	185
P69	Effets de polarisation dans des micro-lasers à base de polymère dopé par des colorants <i>I. Gozhyk, C. Lafargue, V. Tsvirkun, S. Forget, S. Chenais, C. Ulysse, J. Zyss et M. Lebental</i> LPN-CNRS 187	187
P70	Gestion de la thermique dans les structures actives des lasers VECSELS à 850 nm <i>I. Gozhyk, G. Beaudoin, I. Sagnes, A. Garnache, S. Janicot, P. Georges et G. Lucas-Leclin</i> LPN-CNRS 189	189
P71	Emission directionnelle dans les nano-cavités uniques et couplées à cristal photonique <i>S. Haddadi, K. Bencheikh, A. Yacomotti et A. Levenson</i> Laboratoire de Photonique de Nanostructures LPN-CNRS 191	191
P72	Etude de la polarisation de lasers organiques à cavité verticale <i>T. Leang, S. Forget, A. Siove et S. Chenais</i> université paris 13, laboratoire de physique des lasers 193	193
P73	Développement d'un oscillateur paramétrique optique monofréquence et rapidement accordable sur 2,25 THz dans le MIR: Application à la spectroscopie d'absorption du méthane <i>M. Lopez, R. Bouchendira, J. Courtois, M. Cadoret et J.-J. Zondy</i> Laboratoire Commun de Métrologie LCM LNE-CNAM 195	195
P74	Dichroïsme magnétique circulaire pour l'étude du moment angulaire de la lumière <i>R. Mathevet, B. Viaris De Lesegno, L. Pruvost et G. Rikken</i> LNCMI-Toulouse 197	197
P75	Laser organique à cavité externe ultra-compact, monomode spatial et spectral, avec un miroir de Bragg volumique <i>O. Mhibik, S. Forget, S. Chenais, D. Ott, M. Segall, I. Divlianski, G. Venus et L. Glebov</i> université paris 13, Laboratoire de physique des lasers 199	199
P76	Conception, Propriétés et Cohérence des VECSELS monofréquence TEM₀₀ en pompage électrique <i>A. Michon, A. Laurain, M. Sellahi, G. Beaudoin, E. Cambil, M. Myara, I. Sagnes et A. Garnache</i> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures 201	201
P77	Spectroscopie de micro-résonateurs à modes de galerie dopés Erbium <i>A. Rasoloniaina, V. Huet, M. Mortier, Y. Dumeige et P. Féron</i> Université Européenne de Bretagne, CNRS UMR 6082 FOTON 203	203

P78	Régimes de synchronisation d'un laser bifréquence auto-injecté <i>M. Romanelli, L. Wang, M. Brunel et M. Vallet</i> Institut de Physique de Rennes	205
P79	Miroir de Bragg concave à base de cristaux photoniques, pour lasers à semiconducteurs de haute cohérence à cavité externe <i>M. Seghilani, M. Sellahi, M. Devautour, I. Sagnes, G. Beaudoin, X. Lafosse, L. Legratiet, P. Lalanne, M. Myara et A. Garnache</i> IES UMR 5214	207
P80	Laser A Semi-Conducteur A Emission Verticale Sans Mode : Emission Cohérente Large Bande <i>M. Sellahi, I. Sagnes, G. Beaudoin, M. Myara et A. Garnache</i> IES UMR 5214	209
P81	Laser a Semiconducteur a Emission Verticale pour Generation de Modes de Haute Coherence dans la Base Laguerre Gauss <i>M. Sellahi, M. Myara, I. Sagnes, S. Blin et A. Garnache</i> IES UMR 5214	211
P82	Réponse Excitable Rapide et Période Réfractaire dans un Micropilier Laser à Absorbant Saturable <i>F. Selmi et S. Barbay</i> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures	213
P83	Spectromètre Lasers à Cascade Quantique pour la Métrologie des fréquences et la Spectroscopie moléculaire de haute précision autour 10 μm <i>P.L.T. Sow, S. Mejri, A. Goncharov, O. Lopez, S.K. Tokunaga, F. Auguste, C. Chardonnet, A. Amy-Klein, B. Darquié et C. Daussy</i> Laboratoire Physique des Lasers	215
P84	Etude des effets thermiques dans un laser organique solide à cavité externe verticale <i>Z. Zhao, T. Leang, O. Mhibik, S. Forget et S. Chenais</i> université paris 13, laboratoire de physique des lasers	217

MESURE DU SIGNAL DE SECOND HARMONIQUE GENERE PAR DES FIBRILLES DE COLLAGENE DE DIAMETRE VARIABLE

Stéphane Bancelin¹, Carole Aimé², Claire Albert², Gervaise Mosser², Thibaud Coradin², Marie-Claire Schanne-Klein¹

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

² Laboratoire de Chimie de la Matière Condensée de Paris, UPMC, CNRS, Collège de France, 75005 Paris, France

marie-claire.schanne-klein@polytechnique.edu

RÉSUMÉ

La microscopie par génération de second harmonique (SHG) est une méthode reconnue pour visualiser le collagène dans les tissus biologiques. Cependant, cette méthode reste essentiellement qualitative du fait de la complexité de l'organisation de ce biopolymère et des processus de construction du signal, ainsi que de l'absence de données quantitatives sur les signaux SHG à l'échelle fibrillaire. Le but de notre étude est de mesurer la réponse SHG de fibrilles d'un diamètre inférieur à la résolution optique par corrélation à des images de microscopie électronique permettant de déterminer ce diamètre. Les valeurs mesurées montrent une dépendance en puissance 4 du diamètre comme attendu théoriquement pour des diamètres bien inférieurs à celui du volume focal. Le seuil de sensibilité se situe vers un diamètre de 50 nm. Cette excellente sensibilité permet de suivre la fibrillogenèse du collagène *in situ* et de la caractériser en fonction de divers paramètres physico-chimiques.

MOTS-CLEFS : *susceptibilité optique non-linéaire, génération de second harmonique, microscopie, biophotonique*

1. INTRODUCTION

Le collagène de type I est la principale composante des tissus conjonctifs chez les mammifères. Synthétisé par les cellules sous forme de triples hélices, le collagène s'auto-assemble en fibrilles *in vivo* et *in vitro* pour former des réseaux tridimensionnels [1]. Ce mécanisme d'assemblage dépend essentiellement de la concentration en collagène, ainsi que du pH, de la température et de la force ionique de la solution *in vitro*. Il est essentiel de caractériser finement cette fibrillogenèse pour comprendre les mécanismes biologiques de formation ou de remodelage de tissus, ainsi que pour concevoir de nouveaux biomatériaux. Pour cela, il est nécessaire de dépasser les limitations des techniques d'imagerie conventionnelles, qui sont fortement invasives ou manquent de spécificité, tout en conservant une bonne sensibilité à des fibrilles d'un diamètre de 20 à 300 nm.

La microscopie par génération de second harmonique (SHG) apparaît comme une technique de premier choix car les signaux SHG sont spécifiques des structures macromoléculaires denses et non centrosymétriques, et donc du collagène fibrillaire, alors qu'une distribution isotrope de molécules de collagène en solution ne donne aucun signal. Dans ce contexte, le but de notre étude a été à la fois (i) de caractériser la fibrillogenèse du collagène par microscopie SHG [2] et (ii) de mesurer l'hyperpolarisabilité des fibrilles de collagène de diamètre variable présentes lors de cette fibrillogenèse afin de développer une imagerie SHG quantitative.

2. RESULTATS ET DISCUSSION

Nous avons utilisé du collagène solubilisé dans de l'acide acétique 0.5M et déclenché la fibrillogenèse en augmentant le pH par ajout de NaOH ou sous vapeur d'ammoniaque. Dans une

première série d'expériences, nous avons mesuré la cinétique de fibrillogenèse en fonction du pH en imageant la solution à intervalles réguliers pendant plusieurs heures. Nous obtenons des cinétiques reproductibles qui varient avec le pH de la façon attendue, tant pour des mesures globales de la densité de fibrilles dans un volume donné que pour des mesures sur fibrille isolée. L'avantage de la microscopie SHG, par rapport à la microscopie électronique (TEM), réside dans le suivi continu en solution qui permet de sonder les processus d'accrétion sur fibrille isolée. De plus, il est possible de visualiser simultanément par fluorescence excitée à deux photons des nanoparticules de silice fonctionnalisées et de caractériser ainsi une fibrillogenèse assistée par chimie de surface [3].

Dans une deuxième série d'expériences, une goutte de l'échantillon de collagène a été placée sur une grille de microscopie électronique et séchée à l'air avant d'être visualisée en microscopie SHG puis en TEM. La corrélation des deux types d'images a permis de mesurer l'intensité SHG d'une fibrille en fonction de son diamètre déterminé sur les images TEM. L'ajustement des données expérimentales montre, en accord avec les modèles théoriques d'optique non-linéaire, que l'intensité SHG dépend de la puissance 4 du diamètre des fibrilles, tant que celui-ci reste bien inférieur à la résolution optique (cf figure 1). Toujours en accord avec la théorie, nous avons observé une inflexion pour des diamètres comparables à la taille du volume focal. Enfin, ces mesures permettent de remonter à la valeur de l'hyperpolarisabilité de la triple hélice de collagène et donnent un bon accord avec les mesures faites en solution par diffusion Hyper-Rayleigh [4].

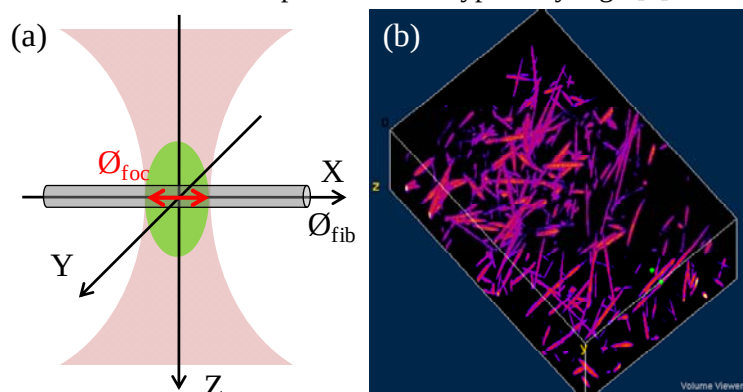


Fig. 1 : Imagerie SHG de fibrilles de collagène de diamètre inférieur à la résolution optique. (a) schéma de la fibrille dans le volume focal, (b) image SHG d'un ensemble de fibrilles en solution lors d'une fibrillogenèse (164×163×50 μm)

3. CONCLUSION

Nous avons mesuré le signal SHG de fibrilles de collagène de diamètre variable par corrélation à des mesures de TEM. Ces mesures, en accord avec les modèles théoriques, vont permettre une calibration des signaux SHG du collagène et le développement d'une imagerie quantitative *in situ* sensible à des fibrilles sub-micrométriques. Ceci est essentiel pour caractériser les mécanismes d'assemblage du collagène *in vivo* dans les organes ou *ex vivo* dans le but de concevoir des tissus artificiels pour des implants.

REFERENCES

- [1] D. J. S. Hulmes, "Building Collagen Molecules, Fibrils, and Suprafibrillar Structures", J. Struct. Biol. **137**, 2-10 (2002)
- [2] S. Bancelin, C. Aimé, T. Coradin and M.-C. Schanne-Klein, "In situ three-dimensional monitoring of collagen fibrillogenesis using SHG microscopy", Biomed. Opt. Express **3**, 1446-1454 (2012).
- [3] C. Aimé, G. Mosser, G. Pembouong, L. Bouteiller and C. Thibaud, "Controlling the nano-bio interface to build collagen/silica self-assembled networks", Nanoscale **4**, 7127-7134 (2012)
- [4] A. Deniset-Besseau, J. Duboisset, E. Benichou, F. Hache, P.-F. Brevet and M.-C. Schanne-Klein, "Measurement of the second order hyperpolarizability of the collagen triple helix and determination of its physical origin", J. Phys. Chem. B **113**, 13437-13445 (2009).

EFFET KERR TERAHERTZ DANS UN CRISTAL DE PHOSPHURE DE GALLIUM

MARION CORNET¹, JEROME DEGERT¹, EMMANUEL ABRAHAM¹, ERIC FREYSZ¹

¹ *Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine, UMR CNRS 5798, Université Bordeaux, 33400 Talence, France*

m.cornet@loma.u-bordeaux1.fr

RÉSUMÉ

Une impulsion térahertz suffisamment intense envoyée dans un matériau non linéaire peut induire un Effet Kerr dans celui-ci. Nous rapportons ici l'existence de ce phénomène non linéaire dans un cristal de GaP. Des mesures de dépendance de cette biréfringence en fonction de l'orientation azimutale du cristal ont été effectuées et sont en accord avec les calculs théoriques. La dépendance temporelle des signaux mesurés est également en accord avec les simulations numériques.

MOTS-CLEFS : *Térahertz ; effet Kerr ; biréfringence.*

1. INTRODUCTION

Découvert en 1875, l'effet Kerr correspond à une modification de l'indice de réfraction d'un milieu, induite par l'application d'un champ électrique externe de forte intensité. Avec l'apparition du laser dans les années 1960, l'effet Kerr a permis d'importants progrès en optique ultrarapide, parmi lesquels la réalisation de sources laser stables, émettant des impulsions d'une durée de quelques femtosecondes. De plus, l'effet Kerr induit par des impulsions ultracourtes est un excellent outil pour sonder la réponse d'un milieu transparent, sur des échelles de l'ordre de la femtoseconde. Jusqu'à récemment, ces expériences n'étaient réalisables que dans le visible, du fait de l'absence de sources appropriées dans les autres domaines spectraux. Toutefois, grâce au développement récent de sources impulsives intenses dans le domaine Téraherz (THz), l'effet Kerr THz induit a été observé pour la première fois dans des liquides [1]. Ici, nous décrivons cet effet dans un cristal de Phosphure de Gallium (GaP).

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le montage expérimental est le suivant : un plasma créé par focalisation dans l'air d'un champ laser bichromatique, à 800 nm et 400 nm, émet une impulsion THz intense dite pompe, de large bande spectrale (0.3 – 7 THz) polarisée linéairement. Celle-ci est ensuite collectée et focalisée dans l'échantillon de GaP, où le champ atteint une amplitude de 80 kV/cm. En parallèle, une impulsion sonde de faible puissance à 800 nm et polarisée linéairement avec un angle de 45° par rapport au rayonnement THz se propage de façon colinéaire avec la pompe dans l'échantillon. Son état de polarisation est alors modifié par la biréfringence induite par le champ THz. Ce changement est détecté à l'aide d'une lame quart d'onde et d'un prisme de Wollaston, suivi de deux photodiodes équilibrées. La sonde peut être décalée temporellement par rapport à la pompe THz à l'aide d'une ligne à retard.

3. RÉSULTATS

La figure 1 montre les résultats obtenus durant les expériences. La figure principale présente le signal Kerr intégré temporellement en fonction de l'angle azimutal θ entre le repère du cristal Oyz et celui du laboratoire Oy'z'. La courbe rouge correspond à un ajustement de la dépendance du signal Kerr en fonction de θ , calculée à partir de considérations théoriques. Comme on peut le voir,

les résultats expérimentaux sont en bon accord avec la modélisation théorique, ce qui permet de déterminer le rapport des deux composantes du tenseur de susceptibilité du troisième ordre du Phosphure de Gallium :

$$\chi_{xxxx}^{(3)} / \chi_{xyxy}^{(3)} = 1.6$$

Dans l'encart, la courbe bleue correspond à la forme temporelle typique du signal Kerr THz, obtenue pour un angle azimutal $\theta = 0^\circ$. En théorie, ce signal doit être proportionnel au carré du champ THz (courbe rouge). Cependant, du fait de l'épaisseur importante de l'échantillon de GaP (1 mm), de l'absorption du cristal dans la gamme THz et du désaccord de phase entre la pompe et la sonde, la forme temporelle du signal Kerr est distordue par rapport à celle attendue. Nous avons effectué des simulations numériques qui confirment cette hypothèse et dont les résultats sont en accord avec l'expérience. Nous avons également noté l'existence de portions du signal Kerr négatives, ce qui est en désaccord avec la théorie. Ce phénomène a déjà été observé dans le GaP [2] et a été attribué aux anomalies cristallographiques de l'échantillon, induisant un effet Pockels additionnel contribuant au signal détecté. Toutefois, cet artéfact peut être éliminé, du fait que les effets induits par l'impulsion THz - Kerr ou Pockels - possèdent des dépendances angulaires différentes.

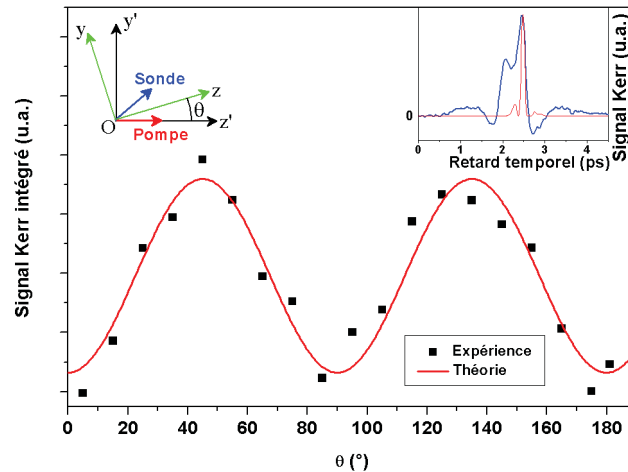


Fig 1 : Dépendance du signal Kerr intégré temporellement en fonction de l'angle azimutal θ . L'encart présente la forme temporelle du signal Kerr pour un angle $\theta = 0^\circ$ (courbe bleue) et du carré du champ électrique THz (courbe rouge).

CONCLUSION

Nous avons démontré expérimentalement l'existence de l'effet Kerr THz dans un cristal de Phosphure de Gallium. En particulier, les mesures de la dépendance du signal Kerr intégré temporellement en fonction de l'angle azimutal concordent bien avec les simulations numériques. Malgré la présence de contributions additionnelles Pockels dues aux défauts cristallographiques, il est possible d'isoler le signal Kerr au vu des dépendances angulaires distinctes de chacun de ces effets.

RÉFÉRENCES

- [1] M. C. Hoffmann, N. C. Brandt, H. Y. Hwang, K. Yeh and K. A. Nelson, "Terahertz Kerr effect," Appl. Phys. Lett. 95, 231105 (2009).
- [2] J. Chen, "Terahertz nonlinear optics and spectroscopy", Ph. D. Thesis, Rensselaer Polytechnic Institute (2009).

LUMIÈRE LENTE DANS LES CRISTAUX PHOTONIQUES

P. Grinberg¹, Y. Dumeige^{2,3}, Ph. Hamel¹, S. Haddadi¹, A. M. Yacomotti¹, I. Sagnes¹, F. Raineri¹,
K. Bencheikh¹, J. A. Levenson¹

¹ Laboratoire de Photonique et de Nanostructures UPR CNRS 020, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

² Université Européenne de Bretagne, Université de Rennes I, France

³ CNRS, UMR 6082 FOTON, Enssat, 6 rue de Keramont, BP 80518, 22305 Lannion Cedex, France

kamel.bencheikh@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous présenterons la possibilité d'intégrer dans des systèmes à base de cristaux photoniques semi-conducteurs III-V, le ralentissement de la lumière obtenu par un processus d'interaction non linéaire et cohérent. Nous explorerons plus particulièrement en détail la situation inédite qu'est l'association de l'ingénierie de la vitesse de la lumière par un processus d'interaction non linéaire et l'ingénierie géométrique des modes optiques dans des guides optiques ou dans des nanocavités à cristaux photoniques.

MOTS-CLEFS : *Lumière lente ; Cristal photonique ; Nanocavité*

1. INTRODUCTION

Le ralentissement de la lumière est un sujet de recherche très actif. Outre le caractère très excitant de pouvoir modifier une des constantes fondamentales de la physique, la vitesse de la lumière, la possibilité de contrôler celle-ci ouvre la voie à de nombreuses applications parmi lesquelles les lignes à retard ou les mémoires tampons tout-optiques. En physique atomique, le ralentissement de la lumière a pour origine les fortes dispersions de l'indice de réfraction engendrées par des interaction non linéaires et cohérentes telles que la transparence induite électromagnétique ou bien l'oscillation cohérente de population. En photonique, la lumière lente est associée aux modes lents. Elle résulte de l'ingénierie géométrique et périodique des indices de réfraction. Les cristaux photoniques en sont par conséquent les ingrédients de base.

Nous présenterons ici l'association inédite de ces deux approches, combinant l'ingénierie par l'optique non linéaire cohérente de la vitesse de la lumière et l'ingénierie géométrique des modes lents dans les guides ou nanocavités de type cristal photonique. Nous aborderons plus particulièrement le cas de la lumière lente dans un guide d'onde à cristal photonique et également l'insertion de la lumière lente dans une nanocavité à cristal photonique. L'effet cohérent qui nous permet de ralentir la lumière est l'oscillation cohérente de population (OCP). Cet effet met en jeu une population de système à deux niveaux d'énergie, caractérisé par une durée de vie τ , et excité par deux champs électromagnétiques : un champ pompe ω_p et un champ sonde $\omega_s = \omega_p + \delta$, plus faible que la pompe. Lorsque $\delta < 1/\tau$, la population se met à osciller à la fréquence δ entre les deux niveaux d'énergie, modifiant l'indice de réfraction vu par la sonde et créant une forte dispersion de celui-ci. Cette dispersion est à l'origine du ralentissement de la sonde qui va se propager à de faibles vitesses de groupe v_g .

2. LUMIÈRE LENTE ET GUIDE À CRISTAL PHOTONIQUE À MODES LENTS

L'association de la lumière lente par effet OCP et les modes lents de guides d'ondes optiques à base de cristal photonique est une situation inédite. Cette situation permettra d'atteindre des régimes de fort indices de groupe $n_g = c/v_g$, surpassant les indices de groupe qu'il est possible d'obtenir pour les modes lents dans les guides optiques seuls. La figure 1 montre un guide d'onde à cristal photonique de type W1 (une rangée de trous manquante) contenant des puits quantiques dans lesquels l'effet OCP

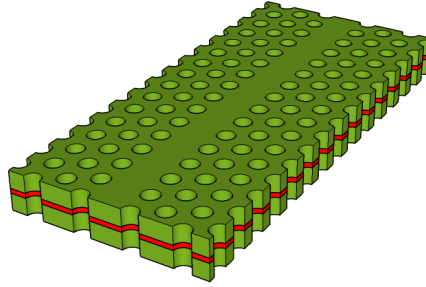


FIGURE 1 : Guide d'onde W1 à modes lents contenant des puits quantiques (rouge), dans lesquels la lumière lente est engendrée par l'effet d'oscillation cohérente de population.

est engendré pour réduire la vitesse de la lumière s'y propageant. Un modèle théorique [1] montre que l'indice de groupe total est :

$$n_g = n_g^m \left(1 + \Gamma \left(\frac{n_g^{ocp}}{n_0} - 1 \right) \right), \quad (1)$$

où n_g^m et n_g^{ocp} sont respectivement les indices de groupe du mode lent et de la lumière lente engendrée par l'effet OCP. n_0 est l'indice de réfraction du milieu constituant le guide d'onde et Γ est le facteur de recouvrement entre le mode se propageant dans le guide et les puits quantiques. Alors que l'indice de groupe total n_g croît comme la combinaison de l'indice de groupe du guide à mode lent n_g^m et l'indice de groupe de la lumière lente OCP, n_g^{ocp} ; les pertes quant à elles n'augmentent que proportionnellement à n_g^m . Nous présenterons nos études concernant la lumière lente dans les guides optiques W1 à modes lents, nous détaillerons les prédictions théoriques, la conceptions et la fabrications des guides.

3. LUMIÈRE LENTE ET NANOCAVITÉ À CRISTAL PHOTONIQUE

Les nanocavités de fort facteur de qualité Q permettent de confiner longtemps la lumière dans un petit volume de l'ordre de $V \sim (\lambda/n_0)^3$ [2]. Cette propriété peut jouer un rôle important dans le domaine de la photonique. La stratégie pour augmenter le facteur de qualité d'une cavité réside dans un design judicieux de la géométrie de la cavité elle-même, ce qui permet d'atteindre des valeurs de Q extrêmement élevées. Une voie alternative que nous explorons pour augmenter le facteur Q d'une cavité consiste à insérer dans celle-ci un milieu dans lequel la lumière se propage lentement.

Nous démontrons que l'insertion de la lumière lente dans une cavité permet d'augmenter la durée de vie des photons dans celle-ci. Pour cela nous utilisons une structure équivalente au guide d'onde W1. Il s'agit d'un cristal photonique à deux dimensions ayant trois trous manquants. Ceci forme la nanocavité appelée cavité L3. La lumière lente est engendrée dans les puits quantiques par effet OCP. La durée de vie de la nanocavité initialement de 5.2 ps est augmentée jusqu'à 342 ps, soit un accroissement de 2 ordres de grandeur [3]. Nous présenterons en détail nos résultats théoriques et expérimentaux et discuterons le rôle de l'effet OCP et de la dispersion non linéaire effet associé aux puits quantiques dans la modification de la durée de vie la nanocavité.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Mork et T. R. Nielson, "On the use of slow light for enhancing waveguide properties," *Opt. Lett.*, vol. 35, pp. 2834–2836, 2010.
- [2] K. J. Vahala, "Optical microcavities," *Nature (London)*, vol. 424, pp. 839–846, 2003.
- [3] P. Grinberg, K. Bencheikh, M. Brunstein, A. M. Yacomotti, Y. Dumeige, I. Sagnes, F. Raineri, L. Bigot, et J. A. Levenson, "A Nanocavity linewidth narrowing and group delay enhancement by slow light propagation and nonlinear effects," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, 113903, 2012.

FORMATION DE SOLITONS SPECTRAUX INCOHERENTS LORS DE LA GENERATION DE SUPERCONTINUUM EN FIBRE A CRISTAUX PHOTONIQUES

B. Kiber¹, C. Michel², G. Millot¹, G. Xu¹, B. Barvieu¹, A. Kudlinski², A. Picozzi¹

1. Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 - Université de Bourgogne, Dijon
2. Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Université de Nice Sophia-Antipolis, Nice
3. Laboratoire PhLAM, UMR 8523 CNRS - Université de Lille 1, Villeneuve d'Ascq, Lille

antonio.picozzi@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions expérimentalement la formation de solitons spectraux incohérents lors de la génération supercontinuum en fibre optique à cristaux photoniques. Une transition entre le comportement continu et discret de ces solitons incohérents est reportée.

MOTS-CLEFS : *solitons spectraux incohérents, génération supercontinuum*

1. INTRODUCTION

Il est bien connu que les solitons cohérents jouent un rôle important dans les mécanismes responsables de l'élargissement spectral lors de la génération de supercontinuum (SC) dans une fibre à cristaux photoniques (PCF) [1]. Cependant cette vision change de façon radicale lorsque la source employée pour la génération de SC est de forte puissance et de longue durée. Dans ce régime fortement non linéaire, le champ optique est caractérisé par un comportement turbulent dont les fluctuations incohérentes et rapides du champ optique empêchent la formation de solitons cohérents. En termes simples, à mesure que l'incohérence de l'onde augmente, le système devient 'trop chaud' pour pouvoir générer des structures cohérentes de type soliton. Dans ce régime turbulent, on a montré que dans la limite conservative (négligeant l'effet Raman) la génération de SC peut être interprétée comme une conséquence naturelle de la thermalisation du champ optique vers l'état d'équilibre thermodynamique [2,3]. Par ailleurs, l'analyse révèle que l'effet Raman est responsable de la génération de solitons spectraux incohérents (SSI) dans le domaine basse-fréquences du spectre de SC. Contrairement aux solitons conventionnels, les SSI n'exhibent pas de confinement dans le domaine spatio-temporel, mais exclusivement dans le domaine spectral [4], alors que dans le domaine temporel, l'onde incohérente exhibe une statistique stationnaire. La nature soliton de cette structure incohérente est révélée par une approche turbulence d'ondes analogue à celle développée en physique des plasmas pour l'étude la turbulence faible de Langmuir [5]. L'existence de SSI trouve son origine dans le caractère non-instantané de la réponse Raman et plus précisément dans la *propriété de causalité* de la fonction de réponse non linéaire. Nous reportons ici l'observation expérimentale de la formation de SSI qui possèdent aussi bien une nature discrète que continue [6].

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET COMPARAISON AUX MODELES

Nous avons utilisé une source commerciale de forte puissance (~ kW) délivrant 660-ps à 1064 nm. La PCF de 21 m de long a été élaborée par l'IRCICA (Lille). Sa courbe de dispersion exhibe deux zéros de dispersion à 910 nm et 1152 nm et son coefficient non linéaire est $\gamma = 30 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$. Afin d'étudier l'évolution du spectre en fonction de la longueur, la PCF a été coupée de proche en proche après chaque mesure. Nous reportons en Fig. 1(a) l'évolution du spectre le long des 21 m de la PCF pour une puissance injectée de 1.32 kW. Les bandes d'instabilité modulationnelle (situées à 65THz, Fig. 1(a)) observées en début de propagation jouent le rôle d'un 'seed' pour la génération de SSI.

Nous comparons ces observations expérimentales aux simulations numériques de deux modèles: (i) l'équation de Schrödinger non linéaire (NLS) réduite ne prenant en compte que l'effet Raman; (ii)

l'équation cinétique de turbulence (de Langmuir) faible [4]. La partie centrale du spectre de SC n'est pas reproduite par les simulations, car ces deux modèles négligent l'effet Kerr instantané, lequel est responsable de l'effet de thermalisation conservatif (Hamiltonien) discuté en Introduction. Nous nous intéressons ici exclusivement à l'évolution du spectre dans le domaine basse fréquence, où l'effet Raman est responsable de la génération de SSI.

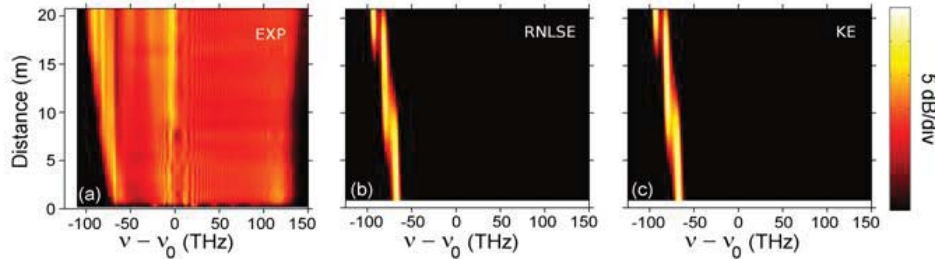


Fig. 1: (a) Evolution du spectre de l'onde enregistré expérimentalement le long des 21 m de PCF (puissance 1.32 kW). Simulation numérique de l'équation NLS réduite (prenant en compte seulement l'effet Raman) (b), et de l'équation cinétique de turbulence faible (de Langmuir) (c).

Nous observons un bon accord entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques de l'équation NLS réduite. Cette équation décrit la propagation du champ optique incohérent comme étant une fonction stochastique. Le spectre de l'onde est donc également une fonction stochastique, lequel, par nature, ne peut pas décrire un comportement solitonique déterministe. Afin de révéler le comportement solitonique sous-jacent, nous avons dérivé une équation cinétique sur la base de l'approximation des phases aléatoires inhérente à la théorie de turbulence d'ondes [5]. Un accord quantitatif a été obtenu entre les simulations NLS et cette équation cinétique, sans l'emploi de paramètres ajustables. Cette équation cinétique montre que pour des conditions initiales relativement arbitraires, le spectre de l'onde relaxe rapidement vers un soliton. Le soliton illustré en Fig. 1(c) est 'discret' dans le sens où il est composé par trois bandes spectrales (la bande centrale, et les bandes Stokes et anti-Stokes) qui se propagent dans l'espace des fréquences avec une vitesse constante.

Nous avons observé une transition entre ce comportement discret du SSI vers un comportement continu lorsque la puissance du laser injecté dans la PCF augmente (Fig. 2). Cette transition résulte du fait que la largeur de la bande spectrale d'instabilité modulationnelle augmente avec la puissance de la source. Cette transition du SSI discret à continu avait été prédite en Ref.[4b].

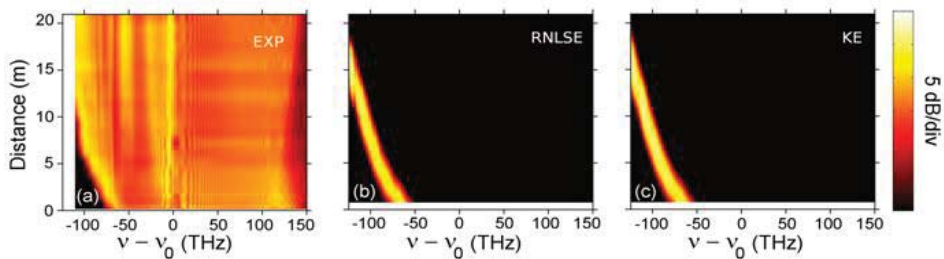


Fig. 2: *Idem* Fig. 1, mais avec une puissance plus élevée (4.52 kW).

RÉFÉRENCES

- [1] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, Rev. Mod. Phys. **78**, 1135 (2006).
- [2] B. Barviau, B. Kibler, A. Kudlinski, A. Mussot, G. Millot, and A. Picozzi, Opt. Express **17**, 7392 (2009)
- [3] V. Zakharov, V. L'vov, and G. Falkovich, *Kolmogorov Spectra of Turbulence I* (Springer, Berlin, 1992).
- [4] A. Picozzi, S. Pitois, G. Millot, Phys. Rev. Lett. **101**, 093901 (2008); C. Michel, B. Kibler, A. Picozzi, Phys. Rev. A **83**, 023806 (2011).
- [5] S. L. Musher, A.M. Rubenchik, and V. E. Zakharov, Phys. Rep. **252**, 177 (1995).
- [6] B. Kibler, C. Michel, A. Kudlinski, B. Barviau, G. Millot, A. Picozzi, Phys. Rev. E **84**, 066605 (2011).

RENVERSEMENT TEMPOREL DE SIGNAUX RADIOFRÉQUENCE TRANSFÉRÉS SUR PORTEUSE OPTIQUE

Héloïse Linget^{1,2}, Thierry Chanelière¹, Loïc Morvan²,
Jean-Louis Le Gouët¹, Anne Louchet-Chauvet¹

¹ Laboratoire Aimé Cotton, CNRS UPR3321, Université Paris Sud 91405 Orsay, France

² Thales Research and Technology, 91127 Palaiseau, France

heloise.linget@u-psud.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons une méthode purement analogique permettant le renversement temporel de signaux radiofréquences. Celle-ci repose sur l'utilisation d'un cristal dopé en ions erbium refroidi à 1.5K dont on va "sculpter" le profil spectral d'absorption αL à l'aide d'une séquence d'impulsions laser spécifique. Nous parvenons ainsi à retourner temporellement des signaux atteignant des durées de plusieurs microsecondes, gagnant ainsi trois ordres de grandeur par rapport aux autres techniques de la littérature.

MOTS-CLEFS : *écho de photon, traitement du signal, ions terre rare*

1. INTRODUCTION

Le partenariat avec Thales Research and Technology nous a conduit à nous intéresser à la fonction de renversement temporel. Du fait de l'invariance par renversement temporel de l'équation décrivant la propagation d'une onde, un signal qui serait intercepté, renversé temporellement puis renvoyé va repasser exactement par le(s) même(s) chemin(s) qu'à l'aller et donc converger vers sa source [1]. Cette technique - à distinguer de la conjugaison de phase spatiale - peut être mise à profit pour détecter par RADAR des sources émettant à travers un milieu inhomogène (réfléchissant, diffractant,...).

A l'instar de nombreux systèmes de traitement de l'information, le renversement temporel peut se faire par voie numérique : le signal reçu est numérisé, traité informatiquement, puis reconverti dans le domaine analogique. Néanmoins, la faible bande passante de ces étapes de conversion numérique/analogique limite le débit d'informations traitées. Une solution purement analogique offrirait donc un gain considérable en termes de temps de traitement et de bande passante. Une approche possible consiste à transposer le signal d'intérêt situé dans le domaine RF sur une porteuse optique (up-conversion), et à traiter le signal dans le domaine des fréquences optiques. Dans notre cas, cette étape de traitement est assurée par la traversée d'un cristal d'orthosilicate d'yttrium -préalablement "programmé" - dopé en ions terres rares Er^{3+} absorbant à 1.53 μm .

2. ÉTAPE DE PROGRAMMATION DU CRISTAL

La 1ère étape du protocole - dite étape de programmation - vise à "sculpter" le profil d'absorption du cristal par Spectral Hole Burning. Dans le cas du renversement temporel, on va chercher à graver une structure bien particulière dans le profil d'absorption $\alpha L = f(\nu)$, à savoir un réseau spectral de pas linéairement variable. Sachant que le spectre de deux impulsions distantes temporellement de t_{12} est un réseau spectral de pas $1/t_{12}$, on obtient le profil requis en envoyant deux impulsions consécutives balayées en fréquences de pentes opposées (± 1 GHz en 6 μs) : à chaque valeur de fréquence ν^i correspond un espacement t_{12}^i , et donc un réseau spectral de pas $1/t_{12}^i$ (figure 1).

3. UTILISATION DU CRISTAL PROGRAMMÉ POUR LE RENVERSEMENT TEMPOREL

Le profil d'absorption ainsi obtenu se comporte alors comme un filtre pour les signaux qui le traversent. Pour utiliser ce filtre, on envoie une 3ème impulsion également balayée en fréquence, dont l'intensité aura été modulée par le signal RF à retourner $s(t)$, dit signal d'entrée. De la même manière

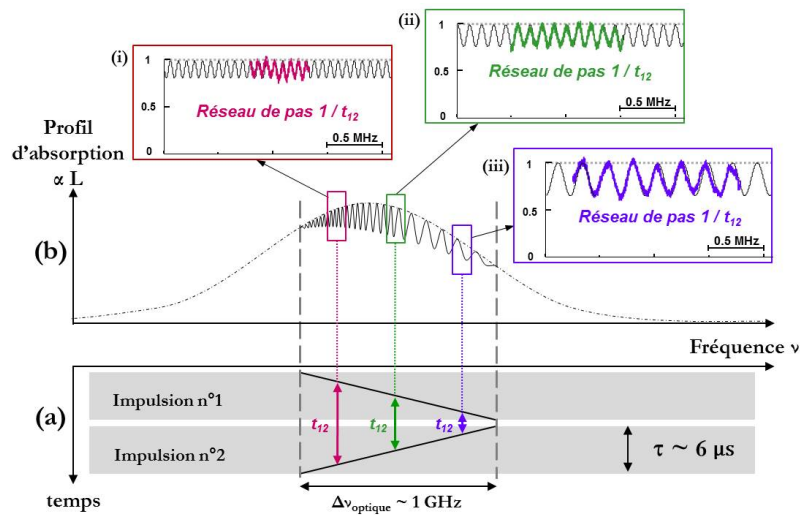


FIGURE 1 : (a) Balayages de la fréquence du laser pendant l'étape de programmation ; (b) Schéma du profil d'absorption, *ligne pointillée et ligne continue* : avant et après la programmation ; (i)-(iii) Spectres de transmission normalisé en différentes zones du profil de transmission gravé.

qu'un faisceau rencontrant un réseau spatial va être dévié angulairement, le signal d'entrée en rencontrant le réseau spectral va être décalé temporellement, ie plus ou moins retardé selon l'endroit du profil sondé [2]. Il en résulte l'émission par le système d'une impulsion d'intensité proportionnelle à $s(-t)$ (figure 2).

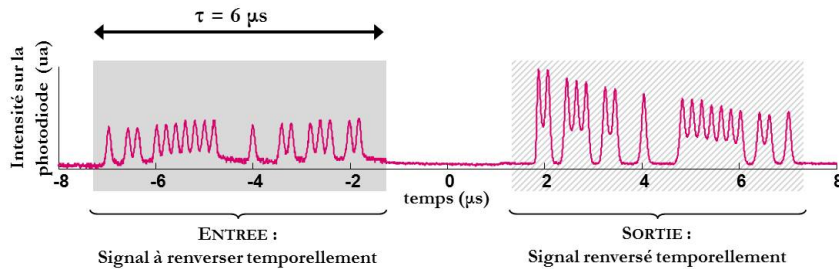


FIGURE 2 : Signal d'entrée transmis et signal de sortie expérimental (mesure en single shot).

Nous parvenons ainsi à renverser fidèlement un signal arbitraire de plusieurs microsecondes. Les fluctuations d'intensité visibles ont pu être interprétées comme des effets de la décohérence [2].

CONCLUSION

Nous avons mis au point un nouveau protocole de renversement temporel permettant d'étendre le traitement des signaux radiofréquence dans le domaine microseconde. Ceci constitue une avancée en comparaison des autres dispositifs jusqu'à présent proposés. En effet, cette fonction de renversement temporel a déjà été réalisée au moyen de fibres hautement dispersives, mais ne permettait de traiter que des signaux de l'ordre de la nanoseconde [3], excluant ainsi toute application aux RADAR.

RÉFÉRENCES

- [1] M. Fink, "Time-reversed Acoustics," *Sci. Am.*, vol. 281, No. 5, pp. 91-97, 1999.
- [2] H. Linget, L. Morvan, J.-L. Le Gouët and A. Louchet-Chauvet, "Time-reversal of optically carried radio-frequency signals in the microsecond range," *Opt. Lett.*, vol. 38, Issue 5, pp. 643-645, 2013.
- [3] F. Coppinger, A ; Bhushan and B. Jalali, "Time-reversal of broadband microwave signals," *Electron. Lett.*, vol. 35, No. 15, pp. 1230-1232, 1999.

CHANGEMENTS CONFORMATIONNELS DANS LES PROTEINES ETUDIES PAR DICHROISME CIRCULAIRE RESOLU EN TEMPS

Lucille Mendonça, François Hache

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

RÉSUMÉ

Nous avons utilisé des expériences de dichroïsme circulaire résolu en temps pour étudier les changements de conformation dans des biomolécules. D'une part des expériences sur des échelles de temps picoseconde ont été faites sur le chromophore de la Photoactive Yellow Protein ; d'autre part, nous avons étudié la stabilité du poly(Acide Glutamique) selon son environnement (eau naturelle / eau lourde) grâce à une expérience couplant T-jump nanoseconde et dichroïsme circulaire.

MOTS-CLEFS : repliement des protéines, dichroïsme circulaire, T-jump

1. INTRODUCTION

Le dichroïsme circulaire (CD: différence d'absorption pour une onde polarisée circulairement droite ou gauche) est une sonde bien connue de la structure tridimensionnelle des biomolécules. En particulier, le CD dans l'UV lointain est très sensible à la structure secondaire des protéines. Nous avons développé des expériences de CD résolu en temps sur des échelles de temps complémentaires qui nous permettent d'étudier les changements de conformation dans des biomolécules [1,2]. Deux exemples sont présentés : les mouvements du carbonyle dans le chromophore de la Photoactive Yellow Protein sur des échelles de temps picoseconde et l'influence du solvant (eau naturelle ou eau lourde) dans la dénaturation du poly(Acide Glutamique) consécutive à un saut de température nanoseconde.

2. PHOTOACTIVE YELLOW PROTEIN

La Photoactive Yellow Protein (PYP) est une protéine impliquée dans la photoréponse de la bactérie *Halorhodospira halophila*. Son centre actif est composé d'un chromophore, l'acide p-coumarique, qui subit une isomérisation *cis-trans* lors de l'absorption d'un photon visible qui déclenche tout un cycle réactionnel. Cependant, la plupart du temps, le cycle ne démarre pas et le chromophore revient dans son état initial en passant par un état intermédiaire [3]. De nombreux indices montrent que le basculement du groupe carbonyle (CO) du chromophore joue un rôle important dans les premières étapes, mais le détail du mécanisme de retour à l'équilibre n'est pas bien connu.

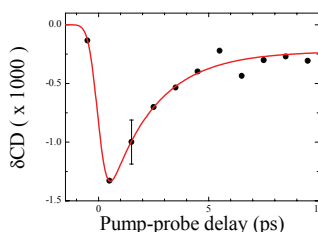


Fig. 1 : CD transitoire à 332 nm après photoexcitation du chromophore.

Nous avons utilisé notre montage expérimental qui permet de mesurer le CD autour de 300-350 nm – zone d'absorption du CO – avec une résolution temporelle sub-picoseconde pour étudier

cette question. La figure 1 montre le signal transitoire de CD à 332 nm après excitation du chromophore à 420 nm. On observe un fort CD *néga*tif qui se relaxe en environ 3 ps. Le fort CD négatif est un signe du basculement du CO consécutif à l'absorption du photon. Le fait que la relaxation du CD suit exactement celle de l'absorption permet de déduire que le CO revient dans sa position initial dès l'état intermédiaire et que la relaxation vers l'état fondamental correspond au réarrangement du réseau de liaisons Hydrogène autour du chromophore.

3. DENATURATION DU POLY(ACIDE GLUTAMIQUE)

Le poly(Acide Glutamique) (PGA) est un polypeptide qui forme des hélices alpha. La proportion d'hélice décroît avec la température. Nous avons monté une expérience de T-jump qui consiste à chauffer l'eau d'environ 5°C grâce à une impulsion infrarouge nanoseconde. En mesurant l'évolution du CD à 220 nm suivant cet échauffement, nous avons pu remonter à la dynamique de dénaturation des hélices alpha (Fig. 2).

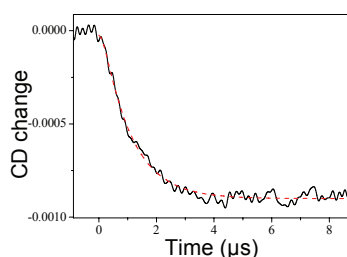


Fig. 2 : Dénaturation du PGA après un échauffement de 5°C. Le temps de relaxation est de 1 μ s.

Nous avons mené cette étude pour différentes températures et pour deux conditions de solvant : l'eau naturelle et l'eau lourde. L'exploitation thermodynamique de ces données nous a permis de constater que la stabilité du PGA était très différente dans les deux cas. Nous avons pu montrer en particulier que si les processus de repliement/dépliement avaient des énergies d'activation similaires dans l'eau naturelle, ce n'est pas le cas dans l'eau lourde où le repliement est fortement stabilisé en raison de la plus grande force des liaisons Hydrogène (Fig. 3).

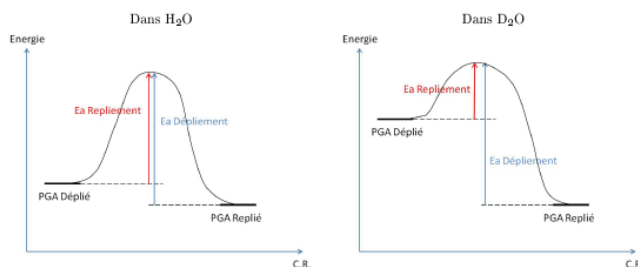


Fig. 3 : Profils énergétiques de la réaction de repliement/dépliement du PGA dans l'eau naturelle et l'eau lourde.

RÉFÉRENCES

- [1] F. Hache, "Invited featured article : Application of time-resolved circular dichroism to the study of conformational changes in photochemical and photobiological processes" J. Photochem. Photobiol. A vol. 204, pp. 137-143, 2009.
- [2] L. Mendonça, F. Hache, "Nanosecond T-jump experiment in Poly(glutamic acid): a circular dichroism study" Int. J. Mol. Sci. vol. 13, pp. 2239-2248, 2012.
- [3] P. Changenet-Barret, P. Plaza, M.M. Martín, H. Chosrowjan, S. Taniguchi, N. Mataga, Y. Imamoto, M. Kataoka, "Structural effects on the ultrafast photoisomerization of Photoactive Yellow Protein. Transient absorption spectroscopy of two point mutants" J. Phys. Chem. C, vol. 113, pp. 11605-11613, 2009.

SOLITONS TEMPOTELS INCOHERENTS ET APPROCHE VLASOV

Claire Michel¹, Bertrand Kibler², Josselin Garnier³, Gang Xu², Antonio Picozzi²

1. Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, CNRS–Université de Nice Sophia–Antipolis, Nice,

2. Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 - Université de Bourgogne, Dijon

3. Laboratoire de Probabilités et Modèles Aléatoires, Université Paris VII, Paris

antonio.picozzi@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Nous prédisons l'existence de solitons incohérents dans le domaine temporel. Contrairement aux solitons conventionnels, ces solitons incohérents existent exclusivement en régime défocalisant en dispersion anormale. Ce résultat contre-intuitif est expliqué en détail par une approche de turbulence d'ondes basée sur un formalisme Vlasov longue portée.

MOTS-CLEFS : *solitons incohérents; réponse noninstantanée*

1. Introduction

Originellement considérés comme des structures cohérentes, la découverte récente de solitons incohérents a suscité un intérêt croissant ces dernières années [1]. Ces structures incohérentes ont été reportées dans le domaine spatial uniquement ('soliton incohérent spatial'). Nous reportons ici la prédiction théorique de solitons incohérents auto-piégés dans le domaine temporel. Ces solitons incohérents sont d'une nature différente des solitons temporels conventionnels, lesquels nécessitent une non-linéarité focalisante en présence d'une dispersion anormale [1]. Nous montrons ici qu'une réponse non linéaire lente conduit à des structures localisées incohérentes qui nécessitent la condition inverse: En régime focalisant (et dispersion anormale) le paquet d'onde incohérent exhibe un étalement illimité, alors qu'en régime défocalisant (toujours en dispersion anormale) l'onde incohérente exhibe un phénomène d'auto-piégeage, i.e., soliton incohérent.

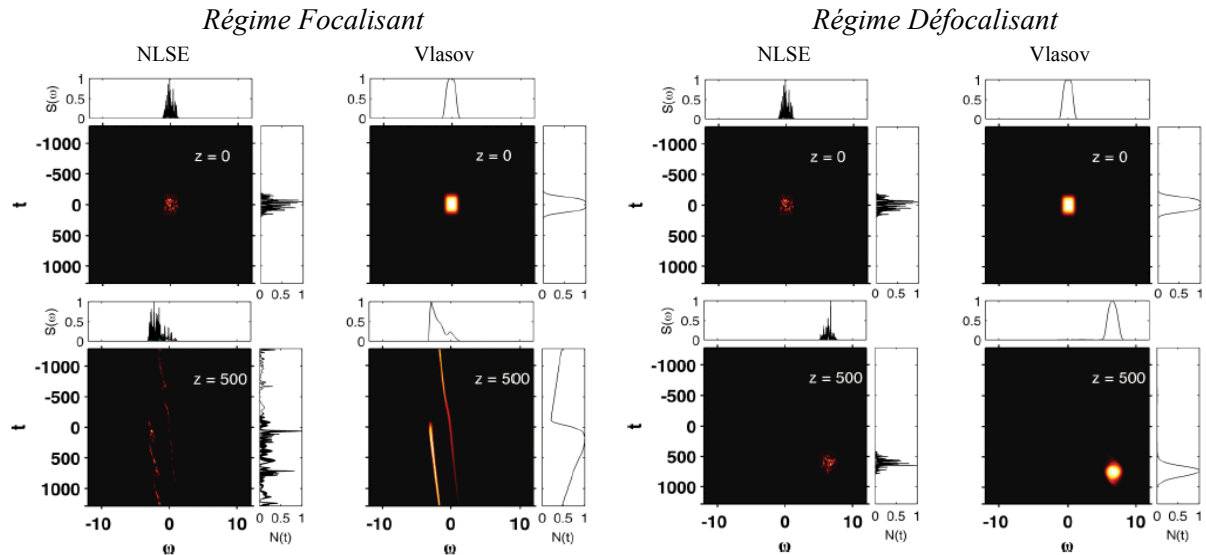


Fig. 1 : Simulation numériques de l'équation de Schrödinger non linéaire (colonnes 1 et 3), et de l'équation de Vlasov correspondante (colonnes 2 et 4) montrant l'évolution du spectrogramme [spectre local $S(\omega, t, z)$] au cours de la propagation dans le milieu non linéaire (en z). En régime focalisant (colonnes 1 et 2), le paquet d'onde incohérent exhibe un étalement illimité, alors qu'il est auto-piégé sous forme d'un soliton incohérent en régime défocalisant (colonnes 3 et 4).

2. Modèle NLSE et approche Vlasov

Ces résultats inattendus sont illustrés en Fig. 1, laquelle reporte les simulations (stochastiques) de l'équation de Schrödinger non linéaire (NLSE) pour le champ incohérent

$$i\partial_z\psi + \partial_{tt}\psi + \sigma\psi \int R(t-t')|\psi|^2(z,t')dt' = 0, \quad (1)$$

où $\sigma = +1$ ($\sigma = -1$) désigne une non-linéarité focalisante (défocalisante). Nous considérons ici le régime de réponse non linéaire lente, où le temps de réponse de la non-linéarité [largeur de la fonction $R(t)$] est beaucoup plus grand que le temps de cohérence de l'onde.

Ce phénomène inattendu d'auto-piégeage en régime défocalisant est expliqué en détail par le formalisme de Vlasov longue portée [2,3]. Notons d'abord qu'un accord quantitatif a été obtenu entre les simulations numériques de NLSE et Vlasov, sans l'emploi de paramètres ajustables. Nous donnons ici seulement une interprétation intuitive du phénomène d'auto-piégeage du soliton en régime défocalisant et référons le lecteur intéressé aux Refs.[2-4] pour les détails. Il est bien connu que la condition de causalité de la fonction réponse $R(t)$ conduit à un décalage spectral vers les basses fréquence (cf. Fig. 1). Combiné à la dispersion de vitesse de groupe, ce décalage spectral est responsable d'une *accélération constante* du paquet d'onde incohérent. Dans son référentiel non-inertiel, le paquet d'onde voit donc une force fictive qui conduit à son auto-piégeage dans le domaine temporel, comme illustré schématiquement en Fig. 2.

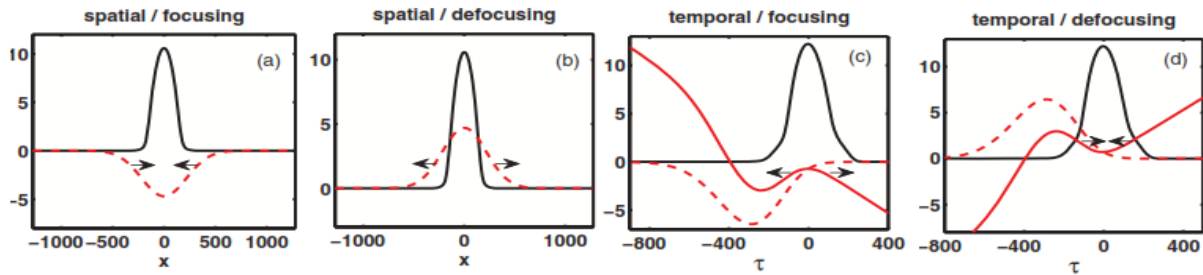


Fig. 2 (a-b) *Domaine spatial*: Le profil d'intensité $N(x)$ du soliton (ligne noire) fait fonction de potentiel de confinement [tirets rouge, $V(x)$] en régime focalisant (a), ce qui conduit à la formation d'un soliton incohérent spatial (a). En régime défocalisant, le paquet d'onde s'étale (b). (c-d) *Domaine temporel*: La causalité de la fonction réponse conduit à un décalage du potentiel d'auto-piégeage $V(\tau)$ (tirets rouge) vers les valeurs $\tau < 0$.

Par ailleurs, l'accélération constante du paquet d'onde se traduit par l'apparition d'une force fictive, de sorte que dans le référentiel non inertiel le potentiel Vlasov auto-consistant s'écrit, $V_{\text{eff}}(\tau) = V(\tau) - \alpha\tau$, avec $\alpha > 0$ ($\alpha < 0$) en régime défocalisant (focalisant) -- illustré en ligne continue rouge en (c-d). Il en découle qu'en régime focalisant, le paquet d'onde s'étale indéfiniment (comme en régime défocalisant dans le domaine spatial), alors qu'en régime défocalisant le paquet d'onde est auto-piégé temporellement (comme en régime focalisant dans le domaine spatial). Les flèches noires indiquent le mouvement des particules induites par le potentiel auto-consistant de Vlasov.

3. Conclusion

Nous avons prédit l'existence de solitons temporels incohérents en régime défocalisant, dont le phénomène d'auto-piégeage résulte des effets combinés de causalité de la fonction de réponse non linéaire $R(t)$ et de la force fictive due à l'accélération constante du paquet d'onde incohérent.

RÉFÉRENCES

- [1] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals*. (Academic Press New York, 2003).
- [2] C. Michel, B. Kibler, J. Garnier, A. Picozzi Phys. Rev. A 86, 041801 (2012) - Rap. Comm.
- [3] A. Picozzi and J. Garnier, Phys. Rev. Lett **107**, 233901 (2011).
- [4] Pour un article de revue, J. Garnier, M. Lisak, A. Picozzi, J. Opt. Soc. Am. B **29**, 2229 (2012).

EXCITATION COHÉRENTE D'UNE MICROCAVITÉ NON LINÉAIRE

Jérémy Oden¹, Stéphane Trebaol¹, Marc Hanna¹, Philippe Delaye¹, Philippe Lalanne^{1,2}, David Peyrade³, Nicolas Dubreuil¹

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

² Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences, CNRS, Univ Bordeaux 1, 351 cours de la Libération, 33405 Talence Cedex, France

³ Laboratoire des Technologies de la Microélectronique, CNRS, 17, rue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex 9, France

jeremy.oden@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Le renforcement de l'interaction non linéaire entre une impulsion à dérive de fréquence contrôlée et une microcavité en silicium sur isolant est démontré. Ce résultat constitue la première démonstration expérimentale de l'excitation cohérente d'une microcavité non-linéaire.

MOTS-CLEFS : *microcavité optique; optique non-linéaire; contrôle cohérent*

1. INTRODUCTION

Les microcavités à cristal photonique sont maintenant largement utilisées afin de renforcer l'interaction entre une source de lumière incidente et le milieu qui compose le résonateur. L'exaltation des non-linéarités ouvre en particulier la voie à la réalisation de composants optiques à faible puissance de commande [1]. Une impulsion de contrôle est alors couplée dans un mode de la cavité et provoque une variation non linéaire de l'indice du matériau (via l'effet Kerr optique, des effets de porteurs libres, etc.). Au cours de l'excitation, la fréquence de résonance de la cavité varie et l'efficacité de couplage ne peut être maintenue sur toute la durée de l'impulsion de contrôle. Ainsi, seule une partie de l'énergie contenue dans cette impulsion contribue à commander la transmission du résonateur optique.

Afin de conserver une excitation efficace en régime non linéaire, et d'utiliser plus efficacement l'énergie de l'impulsion de contrôle, nous étudions l'excitation d'une microcavité en régime dit *cohérent*. À l'instar des techniques de contrôle cohérent utilisées pour l'excitation de transitions atomiques ou moléculaires [2], le contrôle de la relation temps-fréquence d'une impulsion devrait améliorer son efficacité de couplage dans la résonance d'une cavité optique. Des travaux théoriques commencent à paraître [3, 4, 5], mais à notre connaissance aucun travail expérimental n'a encore été reporté sur le sujet.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET RÉSULTATS

Notre étude porte sur une microcavité de type *Fabry-Perot* constituée de deux miroirs de Bragg inscrits dans un nanoguide en silicium sur isolant (SOI) [6]. Son volume modal est de l'ordre de $0,1 \mu\text{m}^3$. Elle est excitée par des impulsions dont la largeur et la phase spectrale sont contrôlables (Fig. 1(a)). Les impulsions de 150 fs émises par un laser à fibre sont injectées dans un étireur à réseau qui définit un spectre rectangulaire d'une largeur de 3,7 nm, représenté par la courbe en pointillés noirs sur la figure 1(b), et un coefficient de dispersion d'ordre 2 ajustable (noté $\phi^{(2)}$). À dispersion nulle, la durée de l'impulsion mesurée à l'autocorrélateur est de 2,6 ps.

Le spectre de transmission de la cavité, mesuré en injectant dans le guide des impulsions à faible puissance, est représenté par la courbe grise de la figure 1(b). La cavité possède une résonance de largeur spectrale égale à 0,23 nm, centrée en 1582,8 nm, ce qui correspond à un facteur de qualité de 6900 et donc à un temps de vie des photons de 5,8 ps. À dispersion nulle, et pour une énergie injectée dans le guide estimée à 2,5 pJ, la fréquence de la résonance subit un décalage de 0,6 nm (courbe en noir). Ce

décalage vers les composantes bleues est dû à la présence de porteurs libres générés par l'absorption à deux photons.

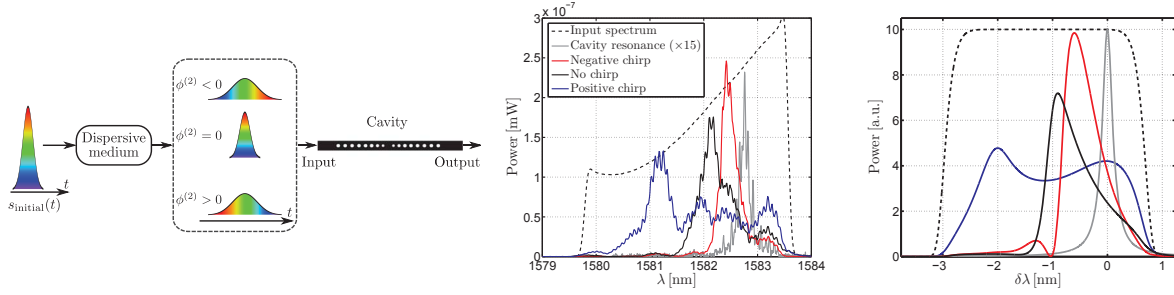


FIGURE 1 : (a) Description du dispositif expérimental. Spectres de transmission mesurés (b) et simulés (c) pour différentes valeurs de dispersion.

Une dispersion $\phi^{(2)} = +3\text{ps}^2$ est appliquée à l'impulsion, tout en conservant son énergie et sa largeur spectrale. L'impulsion est alors étirée et sa durée mesurée à l'autocorrélateur est égale à 7,3 ps. Le spectre de transmission, donné par la courbe en bleu (Fig. 1(b)), présente une largeur spectrale beaucoup plus élevée qui atteint 1,8 nm. À la différence de la courbe en noir, la dispersion positive permet de minimiser l'écart entre la fréquence instantanée de l'impulsion et la variation non linéaire de la fréquence de résonance de la cavité (qui peut être approchée par une variation linéaire [5]). Le maintien de l'excitation sur la durée de l'impulsion se traduit par un élargissement du spectre transmis, dû à une augmentation du nombre de porteurs libres générés dans la cavité.

En appliquant à l'impulsion une dispersion de signe opposé ($\phi^{(2)} = -3\text{ps}^2$), le spectre transmis (courbe en rouge) présente un décalage de la résonance de 0,3 nm seulement. La plus faible étendue du spectre transmis signifie que la densité de porteurs générés est réduite, ce qui résulte d'un plus grand désaccord entre les fréquences instantanées de l'impulsion et de la résonance.

Ces différentes excitations ont été simulées en utilisant le modèle des modes couplés et les coefficients non linéaires du silicium [5]. Les résultats sont présentés sur la figure 1(c) (le code de couleur est identique à celui de la figure 1(b)) et sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux.

CONCLUSION

Nous avons étudié expérimentalement l'excitation d'une microcavité en silicium par une impulsion dont la relation de phase spectrale linéaire est contrôlée. Nous démontrons qu'un tel régime d'excitation cohérente permet de renforcer les interactions non linéaires entre l'impulsion et le milieu intra-cavité.

RÉFÉRENCES

- [1] K. Nozaki, T. Tanabe, A. Shinya, S. Matsuo, T. Sato, H. Taniyama, and M. Notomi, "Sub-femtojoule all-optical switching using a photonic-crystal nanocavity," *Nature Photonics*, vol. 4, no. 7, pp. 477–483, 2010.
- [2] A. M. Weiner, "Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators," *Review of Scientific Instruments*, vol. 71, no. 5, pp. 1929–1960, 2000.
- [3] S. Sandhu, M. Povinelli, and S. Fan, "Enhancing optical switching with coherent control," *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 23, p. 231108, 2010.
- [4] P. T. Kristensen, M. Heuck, and J. Mørk, "Optimal switching using coherent control," *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 4, p. 041107, 2013.
- [5] J. Oden, S. Trebaol, P. Delaye, and N. Dubreuil, "Coherent excitation of a nonlinear microcavity," *Journal European Optical Society - Rapid Publications*, accepted for publication.
- [6] P. Velha, J. C. Rodier, P. Lalanne, J. P. Hugonin, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin, and E. Hadji, "Ultracompact silicon-on-insulator ridge-waveguide mirrors with high reflectance," *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 17, p. 171121, 2006.

PROPRIÉTÉS DES ZONES DE DÉGÉNÉRESCENCE DANS UN LASER SOLIDE POMPÉ LONGITUDINALEMENT.

Nicolas Barré, Marc Brunel, Marco Romanelli

Institut de Physique de Rennes, UMR 6251 Université de Rennes I - CNRS, Campus de Beaulieu, 35042
Rennes Cedex, France

nicolas.barre@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions expérimentalement et numériquement le comportement d'un laser solide pompé axialement, constitué d'une cavité plan-concave longue devant la taille du milieu actif, au travers des zones de dégénérescence. Plus particulièrement, nous mettons en évidence l'effet de la taille du mode de pompe ou d'un petit effet de lentille localisé sur le profil de pompe, sur les profils transverses et la puissance de sortie d'un tel laser.

MOTS-CLEFS : *dégénérescence, profils transverses, laser solide*

1. INTRODUCTION

Les cavités Fabry-Perot sont connues pour avoir des modes propres bien définis, comme les familles de modes Hermite- ou Laguerre-Gauss, dont la longueur d'onde λ et la phase de Gouy Ψ_G doivent être adaptés conjointement afin qu'ils interfèrent constructivement à chaque aller-retour dans la cavité. Il existe des longueurs de cavité bien particulières appelées longueurs de dégénérescence où, λ étant fixée, des modes transverses possédant des phases de Gouy différentes peuvent se combiner pour former un nouveau mode propre. Un tel mode propre a alors la particularité de posséder des profils transverses différents en chaque plan perpendiculaire à l'axe de propagation z . Lorsqu'on rajoute un milieu amplificateur dans une telle cavité, les points particuliers de dégénérescence correspondant à la cavité vide s'élargissent pour former des zones de dégénérescence [1] dont l'étendue dépend de plusieurs paramètres. Au travers de ces zones de dégénérescence, les profils transverses du mode laser évoluent notablement, et cet effet s'accompagne d'une variation de la puissance de sortie totale du laser [2].

2. MONTAGE EXPÉRIMENTAL, MODÈLE ET RÉSULTATS

Le laser que nous étudions est constitué d'un cristal de Nd :YAG de 1 mm d'épaisseur dont une face joue le rôle d'un miroir plan parfaitement réfléchissant à 1064 nm et l'autre est traitée antireflet à cette même longueur d'onde. Nous utilisons un miroir de sortie sphérique de rayon de courbure $R_c = 20$ cm et de coefficient de réflexion $R = 98\%$. Nous restreignons ici notre étude à la dégénérescence d'ordre 4 ($\Psi_G = 2\pi/4$), atteinte pour une longueur de cavité $L = R_c/2$.

La simulation Fox - Li que nous avons implémenté cherche une solution stationnaire à l'équation paraxiale en cavité, pour une onde monochromatique. Le miroir de sortie est représenté par un masque de phase sphérique, et l'action du milieu actif consiste simplement à multiplier le champ, dans un plan contenu dans le cristal, par l'exponentielle d'un gain saturé dont la formule est celui d'un laser de classe A [3].

La figure expérimentale 1 représente l'évolution de la puissance de sortie du laser dans la zone de dégénérescence d'ordre 4. Dans les régions [1] et [4], les modes observés sont gaussiens. Dans la région [2], on observe une chute significative de puissance, associée à des modes à géométrie cylindrique semblables à ceux observés par Flood et al. [4]. Ces modes ne sont pas rigoureusement identiques aux modes Laguerre-Gauss car ils possèdent des profils différents en champ proche et en champ lointain : le nombre et l'intensité des anneaux peut changer. Enfin, dans la région [3], on observe des modes dits *géométriques* déjà observés et décrits par Chen et al. [5]. Ces modes ne sont pas non plus invariants au cours de la propagation (voir l'insert de la figure 1).

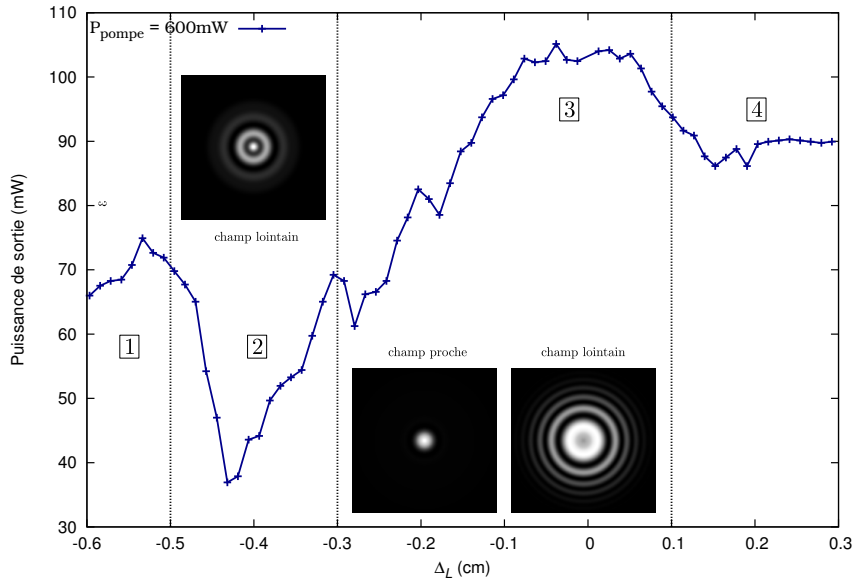


FIGURE 1 : Puissance de sortie du laser en fonction de la longueur de cavité relative $\Delta_L = L - R_c/2$. Inserts : profils transverses calculés.

Ces résultats sont confirmés par la simulation qui permet de rendre compte de la présence de régions particulières autour des points de dégénérescence de la cavité vide. On constate que l'étendue de ces zones augmente dans le même sens que les pertes associées au miroir de sortie, mais ne varie pas lorsqu'on augmente la puissance de pompe du laser. De plus, on remarque que plus le profil de pompe est petit, plus les zones de type [2] sont creusées et plus le nombre d'anneaux dans le mode est important. Pour un profil de pompe trop large, ces zones disparaissent totalement. L'introduction d'un petit effet de lentille convergente localisé autour du profil de pompe, n'apportant que des modifications de l'ordre de 10^{-2} sur la phase de l'onde dans le milieu actif, permet de reproduire la dyssymétrie observée autour de $\Delta_L = 0$. Physiquement, un tel effet est vraisemblablement d'origine thermique.

CONCLUSION

À dégénérescence, le laser est capable de produire un mode élaboré dont on peut supposer qu'il sera mieux adapté au profil de pompe que le mode fondamental gaussien, maximisant ainsi la puissance de sortie. C'est effectivement le cas pour les modes géométriques, mais il existe également une région dans laquelle la dégénérescence entraîne une chute notable de la puissance de sortie du laser, lorsque le profil de pompe est petit.

RÉFÉRENCES

- [1] J. Dingjan, M. van Exter, and J. Woerdman, "Geometric modes in a single-frequency Nd :YVO4 laser," *Optics Communications*, vol. 188, no. 5-6, pp. 345–351, 2001.
- [2] Q. Zhang, B. Ozygus, and H. Weber, "Degeneration effects in laser cavities," *The European Physical Journal - Applied Physics*, vol. 6, no. 03, pp. 293–298, 1999.
- [3] M. Endo, M. Kawakami, K. Nanri, S. Takeda, and T. Fujioka, "Two-dimensional simulation of an unstable resonator with a stable core," *Appl. Opt.*, vol. 38, no. 15, pp. 3298–3307, May 1999.
- [4] C. J. Flood, G. Giuliani, and H. M. van Driel, "Preferential operation of an end-pumped Nd :YAG laser in high-order laguerre-gauss modes," *Opt. Lett.*, vol. 15, no. 4, pp. 215–217, Feb 1990.
- [5] C.-H. Chen, P.-T. Tai, W.-F. Hsieh, and M.-D. Wei, "Multibeam-waist modes in an end-pumped Nd :YVO4 laser," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, no. 6, pp. 1220–1226, Jun 2003.

FORMALISME DE LA FONCTION DE TRANSFERT GENERALISEE APPLIQUE A UN LASER FIBRE DOPE ERBIUM A RETROACTION DISTRIBUEE ET SAUT DE PHASE CENTRAL (QWS-DFB)

Yann G. Boucher^{1,2}, Ngân Nguyen Thi Kim^{1,2}, Pascal Besnard^{1,2}

¹ Laboratoire FOTON, UMR CNRS 6082, CS 80518, 22305 Lannion Cedex, France

² Université Européenne de Bretagne, France

boucher@enib.fr

RÉSUMÉ

Nous adaptons le formalisme semi-classique de la Fonction de Transfert Généralisée à un laser fibré dopé Erbium à rétroaction distribuée et saut de phase central, sous pompage optique unidirectionnel. Sièges d'un rayonnement monomode longitudinal, la structure est subdivisée en m sections supposées uniformes par morceaux, chacune caractérisée par une seule variable interne α_m liée à l'inversion de population locale. Le comportement spectral et énergétique de l'ensemble est déterminé de manière auto-cohérente par la résolution simultanée de m équations non-linéaires à m inconnues.

MOTS-CLEFS : *couplage de modes ; formalisme matriciel étendu ; fonction de transfert généralisée ; modélisation semi-classique.*

INTRODUCTION

Depuis les travaux pionniers de Kogelnik & Shank [1], le laser à rétroaction distribuée (DFB pour *Distributed Feed-Back*) est reconnu pour ses propriétés spectrales attractives. Quel que soit son support physique, semi-conducteur ou fibre, un saut de phase central (QWS pour *Quarter Wave Shift*) confère naturellement à toute structure active périodique un caractère monomode longitudinal. Le formalisme semi-classique de la Fonction de Transfert Généralisée (FTG) apparaît donc tout indiqué pour décrire ses propriétés spectrales et énergétiques [2-3], sous réserve d'adaptations qui font l'objet de la présente contribution.

FONCTION DE TRANSFERT GENERALISEE D'UN QWS-DFB

Rappelons brièvement le principe de la FTG d'un laser monomode. Le milieu actif entre les réflecteurs d'extrémité est responsable non seulement du gain stimulé, mais aussi de l'émission spontanée, source même du rayonnement émis. La FTG, qui exprime la densité spectrale de puissance interne, porte la signature spectrale caractéristique des résonances de cavité. Sous réserve que le milieu actif, dans son ensemble, puisse être représenté par une seule variable interne (intensité saturante ou inversion de population), cette dernière est susceptible d'une détermination auto-cohérente, paramétrée par le seul paramètre expérimental accessible : le taux de pompage.

Dans un QWS-DFB, l'hypothèse d'homogénéité du champ est moins réaliste ; il est d'usage de subdiviser la structure en sections dont les paramètres structurels représentatifs, tous sans dimension, sont constants par morceaux [4]. Une section de longueur d est ainsi totalement déterminée par la force du couplage κd , sa phase ψ , et le gain modal αd . Le milieu actif (ions Er^{3+}) est assimilé à un système à trois niveaux idéal. Il est aisé de montrer que, le couplage étant imposé *a priori* par le réseau d'indice, le terme αd constitue une variable interne pertinente dont la valeur détermine sans ambiguïté toutes les propriétés optiques de la section considérée (absorption de la pompe, gain stimulé, niveau d'émission spontanée).

En retour, la valeur de αd résulte d'un équilibre dynamique entre le taux de pompage, les recombinaisons non stimulées, et les recombinaisons stimulées par l'intensité du champ total

(intégrée sur toute la largeur de raie). Comme ce dernier comporte à la fois une contribution propre à la section et des contributions en provenance des autres, l'équilibre est intrinsèquement non-local. À titre d'illustration, considérons la structure simplifiée de la Fig. 1, limitée à deux sections.

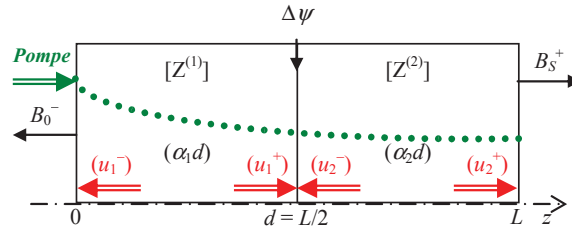


Fig. 1 : Schéma de principe d'une structure à rétroaction distribuée et saut de phase central (QWS-DFB) soumise à un pompage optique. Dans le contexte d'une subdivision en deux sections supposées uniformes, la structure est totalement déterminée en régime stationnaire par la donnée de la séquence $(\alpha_1 d, \alpha_2 d)$, elle-même imposée par le seul paramètre expérimental disponible : le taux de pompage en $z = 0$. Les termes (u_p^+) , (u_p^-) désignent les champs équivalents d'émission spontanée couplés dans le mode aux extrémités de la section p .

La description des champs internes dans la structure active multisection est facilitée par le recours au formalisme matriciel étendu (3×3) incluant les sources, initialement proposé par Weber & Wang [5] puis développé par nos soins en régime non-linéaire [6]. Le point-clef réside en le calcul analytique explicite des contributions des champs équivalents d'émission spontanée, qui se ramènent aux seuls termes quadratiques suivants (en valeur moyenne temporelle) :

$$\langle |u_p^+|^2 \rangle, \langle |u_p^-|^2 \rangle, \langle (u_p^+)(u_p^-)^* \rangle. \quad (1)$$

En raison de la non cohérence spatiale des sources, les produits croisés entre sections p et q distinctes, de la forme $\langle (u_p^+)(u_q^-)^* \rangle$, sont tous nuls par construction.

CONCLUSION

Dans l'espace paramétrique à p dimensions des variables internes, la donnée d'une séquence $(\alpha_1 d, \alpha_2 d, \dots, \alpha_p d)$ définit sans ambiguïté les propriétés de l'émetteur multisection. La séquence réelle n'est pas une donnée *a priori* du problème. La résolution simultanée de p équations non linéaires à p inconnues donne accès à la seule séquence compatible avec les conditions initiales imposées par l'expérience (le taux de pompage en $z = 0$).

REMERCIEMENTS

Ces travaux ont été partiellement financés dans le cadre du programme FUI « ATOS ».

REFERENCES

- [1] H. Kogelnik, C.V. Shank, "Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers", J. Appl. Phys., Vol. 43 (5), pp. 2327-2335, 1972.
- [2] G.M. Stéphan, "A semi-classical theory of the laser transition", Phys. Rev. A, Vol. 55 (2), pp. 1371-1384, 1997.
- [3] M. Bondiou, R. Gabet, G.M. Stéphan, P. Besnard, "Linewidth of an optically injected semiconductor laser", J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt., Vol. 2 (1) pp. 41-46, 2000.
- [4] G.P. Agrawal, A.H. Bobeck, "Modeling of Distributed Feedback Semiconductor Lasers with Axially-Varying Parameters", IEEE J. Quantum Electron., Vol. 24 (12), pp. 2407-2414, 1988.
- [5] J.-P. Weber, S. Wang, "A New Method for the Calculation of the Emission Spectrum of DFB and DBR Lasers", IEEE J. Quantum Electron., Vol. 27 (10), pp. 2256-2266, 1991; J.-P. Weber, "Correction to "A New Method for the Calculation of the Emission Spectrum of DFB and DBR Lasers"", IEEE J. Quantum Electron., Vol. 29 (1), p. 296, 1993.
- [6] Y.G. Boucher, "Theoretical Investigation of Amplified Spontaneous Emission in an Active Structure by Extended (3×3) Transfer Matrix Formalism: the Case of a Non-uniform Longitudinal Distribution of Emitters", J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public. 06027, Vol. 1, 2006.

Emission synchrone de peignes de fréquences suivant deux polarisations orthogonales

M. Brunel, J. Thévenin, et M. Vallet

Institut de Physique de Rennes, Université de Rennes 1 – CNRS UMR 6251, Campus de Beaulieu, F-35042 Rennes Cedex, France
marc.brunel@univ-rennes1.fr

Résumé : Un laser à modes bloqués contenant deux lames quart d'onde émet de façon synchrone deux peignes de fréquences associés aux deux états propres de polarisation de la cavité. Les expériences sont en accord avec une analyse modale qui permet de prédire les séquences de polarisations du train d'impulsion.

Mots-clés: Lasers à modes-bloqués, Polarisation, Mise en forme d'impulsion

1. Introduction

L'état de polarisation des lasers solides à impulsions brèves est généralement imposé par des anisotropies de pertes, telles que les fenêtres de Brewster ou l'anisotropie de gain dans les milieux cristallins. Certaines applications des lasers à impulsions brèves, telles que l'analyse d'une biréfringence transitoire [1], la dynamique quantique des trous lourds/légers [2], où le contrôle optique de moteurs moléculaires chiraux [3], tirent bénéfice d'une maîtrise de la polarisation impulsion par impulsion. Plutôt que d'utiliser un contrôle externe de la polarisation, on peut se demander si un oscillateur ne pourrait pas générer directement des séquences de polarisation variables et ajustables.

Si le rôle de la polarisation a déjà été mis en évidence dans les fibres lasers, où les solitons vectoriels ont des dynamiques particulières [4,5], la polarisation de lasers solides massifs à mode bloqués, où les anisotropies peuvent être soigneusement contrôlées, a reçu peu d'attention [6]. Puisque les solides massifs dopés aux terres-rares conviennent à l'oscillation simultanée de deux états de polarisation, la question est de savoir si le régime de verrouillage de modes pourrait donner lieu à des séquences de polarisation. De plus, on sait que les états hélicoïdaux, proposés à l'origine pour se défaire de la *hole-burning* spatial [7], entraînent l'émission stable de polarisations linéaires orthogonales ayant une différence de fréquence accordable [8]. Le but de cette communication est donc de présenter un laser Nd:YAG à verrouillage de modes passif par SESAM, contenant deux lames quart d'ondes (QWPs), qui émet de façon synchrone deux peignes de fréquences associés aux deux états propres de polarisations orthogonales, et de décrire les séquences de polarisation qui en résultent.

2. Analyse modale basée sur le formalisme matriciel de Jones

Comme toutes les interfaces sont traversées à l'incidence normale, les états propres de polarisation de la cavité sont déterminés par les lames quart-d'onde et la biréfringence résiduelle du milieu actif. Les axes neutres de la première lame QWP1 sont fixés alignés avec les axes neutres de la biréfringence résiduelle du Nd:YAG, alors que les axes neutres de la seconde lame QWP2 sont orientés d'un angle α variable par rapport aux axes de QWP1. On détermine les états propres de la cavité par une condition de résonance écrite pour un vecteur de Jones sur un aller-retour de cavité. Ils sont (i) linéaires dans le Nd:YAG, à 45° des axes de QWP1, (ii) hélicoïdaux droit et gauche entre les QWPs, et (iii) linéaires à 45° des axes de QWP2 à la sortie du laser. L'anisotropie de phase induite par les deux QWPs sur un aller-retour est égale à 4α . Ainsi, la condition de résonance prédit que les états de polarisation sont décalés en fréquence d'une quantité $\delta\nu = 2\alpha / \pi \times c / 2L$. La Figure 1(a) schématise le double-peigne de fréquences attendu.

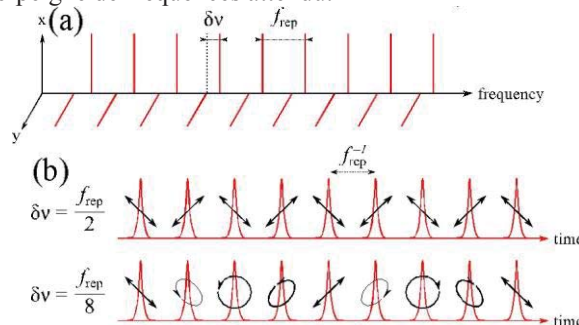


Fig. 1 Analyse modale du double peigne. (a) Image spectrale : les deux peignes de fréquences de polarisations orthogonales partagent le même intervalle spectral libre mais sont décalés de $\delta\nu$. (b) Image temporelle : le taux de répétition est fixe et les impulsions sont synchrones mais le décalage de fréquence provoque des séquences de polarisation.

Puis, en supposant que les phases modales sont identiques (verrouillage de modes impulsif), on peut calculer analytiquement l'évolution de la polarisation du train d'impulsions. Les impulsions ont un état de polarisation dont l'ellipticité varie dans le temps. Si on note f_{rep} le taux de répétition, le vecteur de Jones aux instants $t = p / f_{\text{rep}}$ (p entier) s'écrit:

$$\vec{J}_p = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ \exp(i(2\pi p \frac{\delta\nu}{f_{\text{rep}}} + \psi)) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

où ψ est une phase relative globale. L'équation (1) indique que l'état de polarisation évolue d'une impulsion à la suivante, le train pouvant ainsi former une séquence périodique de polarisation de période $\delta\nu^{-1}$. Deux cas particuliers de ce type sont représentés sur la Figure 1(b).

3. Résultats expérimentaux

Les expériences réalisées avec un laser Nd:YAG laser à verrouillage passif des modes par SESAM (miroir à semi-conducteur absorbant saturable) sont en parfait accord avec le modèle [10]. Derrière un polariseur, on observe des séquences stables et ajustables d'intensité, qui sont le résultat des interférences (battement) entre les deux peignes. De telles séquences sont reproduites sur la Figure 2.

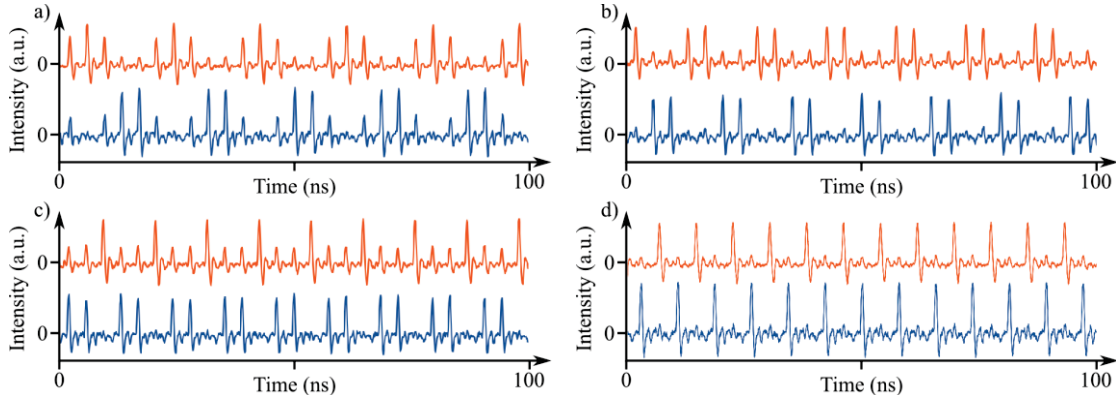


Fig. 2 Trains d'impulsions expérimentaux observés derrière un polariseur à $+45^\circ$ (rouge) et -45° (bleu) des axes propres de polarisation en sortie de laser, et pour des fréquences de battement (a) $f_{\text{rep}}/5$, (b) $f_{\text{rep}}/4$, (c) $f_{\text{rep}}/3$, et (d) $f_{\text{rep}}/2$ ($f_{\text{rep}} = 271$ MHz).

De plus, nous avons observé un phénomène d'accrochage entre les deux peignes de fréquence pour des valeurs particulières de la différence de fréquence, par exemple à $\delta\nu = f_{\text{rep}}/2$. Dans la zone d'accrochage, la polarisation des impulsions est alors définie uniquement par la phase relative globale entre les deux peignes. En accord avec le modèle analytique, on trouve alors que deux impulsions successives sont toujours orthogonales.

4. Conclusion

Nous avons mis au point un laser bi-polarisation à impulsions brèves. Le laser émet simultanément deux peignes de fréquences associés aux états de polarisation orthogonaux de la cavité. Le battement de ce double peigne forme une séquence de polarisation -ou d'intensité après un polariseur- ajustable par simple rotation des axes d'une lame quart-d'onde. Ce principe peut être appliqué à n'importe quel laser vectoriel à verrouillage de modes.

Références

- [1] K. Hartinger et R. A. Bartels, *Opt. Lett.* **31**, 3526 (2006).
- [2] A. L. Smirl, X. Chen, et O. Buccafusca, *Opt. Lett.* **23**, 1120 (1998).
- [3] M. Yamaki, K. Hoki, H. Kono, et Y. Fujimura, *Chem. Physics* **347**, 272 (2008).
- [4] S. T. Cundiff, B.C. Collings, et W.H. Knox, *Opt. Express* **1**, 12 (1997).
- [5] L. M. Zhao, D. Y. Tang, X. Wu, H. Zhang, et H. Y. Tam, *Opt. Lett.* **34**, 3059 (2009).
- [6] Q. Yang, *Opt. Commun.* **238**, 329 (2004).
- [7] V. Evtuhov et A. E. Siegman, *Appl. Opt.* **4**, 142 (1965).
- [8] M. Brunel, F. Bretenaker, et A. Le Floch, *Opt. Lett.* **22**, 384 (1997).
- [9] M. Brunel et M. Vallet, *Opt. Lett.* **33**, 2524 (2008).
- [10] J. Thévenin, M. Vallet, et M. Brunel, *Opt. Lett.* **37**, 2859 (2012).

EMISSION BIFREQUENCE D'UN LASER A SEMICONDUCTEUR EN CAVITE EXTERNE A 852 NM POUR LES HORLOGES ATOMIQUES A CESIUM

F. A. Camargo^{1*}, P. Dumont¹, G. Lucas-Leclin¹, P. Georges¹, J.-M. Danet², D. Holleville², S. Guerandel², I. Sagnes³, G. Baili⁴, L. Morvan⁴ et D. Dolfi⁴

¹ Laboratoire Charles Fabry, CNRS, Univ Paris-Sud XI, Palaiseau

² LNE-SYRTE, Systèmes de Référence Temps-Espace, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Paris

³ Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS UPR20, Marcoussis

⁴ Thales Research and Technology, Palaiseau

* fabiola.camargo@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Nous décrivons l'émission simultanée en phase, sur deux fréquences optiques polarisées perpendiculairement, d'un laser à semiconducteur en cavité externe pompé optiquement. L'émission est accordable autour de la raie D₂ du césium à 852,14 nm avec une puissance optique d'environ 13 mW sur chaque polarisation. La différence de fréquence est ajustée grâce à un modulateur électro-optique autour de 9,2 GHz. Nous évaluons la source réalisée en vue de son application au piégeage cohérent de population d'atomes de césium dans une horloge atomique.

MOTS-CLEFS : *laser à semiconducteur ; VECSEL ; horloges atomiques.*

1. INTRODUCTION

Le piégeage cohérent de population (CPT) est d'un grand intérêt pour la réalisation d'horloges atomiques compactes. Cette technique repose sur le couplage de deux niveaux de la structure hyperfine de l'état fondamental de l'atome de césium par excitation sur un niveau atomique commun. Elle nécessite l'utilisation de deux faisceaux laser en phase, accordables sur une transition atomique du Cs, et dont la différence de fréquence est réglable à 9,192 GHz. Une solution pour obtenir une source de grande pureté spectrale, présentant des bruits d'intensité et de phase faibles, consiste à réaliser un laser à semiconducteur à émission par la surface en cavité externe (VECSEL) produisant une émission laser bifréquence et bipolarisée. Ce fonctionnement a déjà été démontré avec un VECSEL émettant à 1 µm [1] puis à 852 nm [2]. Nous décrivons un VECSEL pompé optiquement, émettant simultanément deux modes longitudinaux polarisés perpendiculairement autour de 852 nm dont l'écart de fréquence est réglable à 9,2 GHz.

2. DESCRIPTION DU VECSEL BIFREQUENCE

La cavité laser est constituée d'une structure active semiconductrice et d'un miroir de sortie de rayon de courbure $R = 15$ mm et de transmission 0,5% à 852 nm monté sur une céramique piézo-électrique. La structure semiconductrice est composée d'un miroir de Bragg hautement réfléchissant à 852 nm et du milieu à gain formé de 7 puits quantiques en GaAs placés entre des barrières d' $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ [2]. La cavité laser, longue de 10 mm, impose le diamètre du faisceau laser sur la structure à $\sim 70\mu\text{m}$ et assure un intervalle spectral libre d'environ 12 GHz, supérieur à la différence de fréquence $\Delta\nu_0 = 9,192$ GHz visée. La source de pompage est une diode laser émettant une puissance de 1,5 W à 670 nm et couplée dans une fibre multimode. Les dimensions du faisceau de pompe sont $70\mu\text{m} \times 110\mu\text{m}$ sur la structure.

L'émission bipolarisée est obtenue grâce à une lame biréfringente de vanadate d'yttrium (YVO_4) de $500\mu\text{m}$ d'épaisseur dont l'axe optique est incliné à 45° ; la lame induit une différence de chemin optique ainsi qu'une séparation spatiale des deux faisceaux de polarisations croisées de $50\mu\text{m}$ sur la structure qui favorise l'émission bifréquence et bipolarisée en réduisant le couplage entre

les deux modes (Fig. 1a). Un étalon Fabry-Perot (FP) en silice, de 50 μm d'épaisseur, impose un fonctionnement laser monofréquence sur chaque polarisation. Les deux faisceaux partagent ainsi la même cavité laser, et sont soumis aux mêmes fluctuations thermiques et mécaniques, ce qui assure leur très grande cohérence relative.

L'écart de fréquence entre les deux faisceaux polarisés $\Delta\nu$ dépend de l'intervalle spectral libre de la cavité et de la biréfringence des éléments de la cavité [2]. Il est possible de contrôler cette biréfringence grâce au modulateur électro-optique (EO, lame de titanate de strontium MgO:SLT) en modifiant sa température ou la tension appliquée à celui-ci (Fig. 1a).

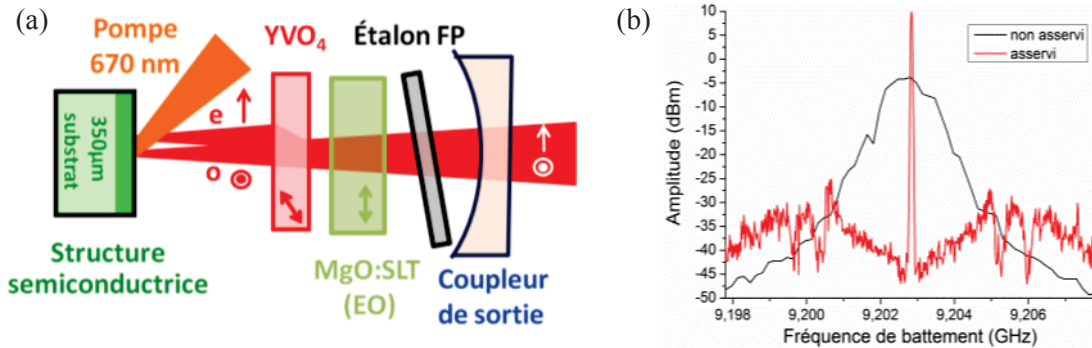


Fig. 1 : (a) Schéma de la cavité du VECSEL; (b) Fréquence de battement du VECSEL.

3. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET CONCLUSION

Sans élément intracavité, le laser émet une puissance de 83 mW sur un spectre multimode autour de 855 nm avec un seuil de 0,25 W de puissance de pompe incidente. Avec tous les éléments intracavité, la puissance chute à 13 mW à 852 nm sur chaque polarisation et le seuil laser augmente à 0,35 W à cause de l'ajout de pertes dans la cavité.

La mesure de la fréquence de battement entre les deux faisceaux polarisés permet de connaître précisément $\Delta\nu$. La température de l'EO permet de régler grossièrement $\Delta\nu$ de ~ 1 GHz/K et la tension plus finement avec ~ 1 MHz/V. En modifiant ces paramètres, nous avons observé une accordabilité de l'écart de fréquence $\Delta\nu$ sur une bande continue de ~ 3 GHz. La longueur d'onde d'émission est accordable sur une plage de 5 nm par rotation de l'étalon. La céramique piézo-électrique permet d'ajuster la longueur de cavité pour régler finement la longueur d'onde. La fréquence absolue et $\Delta\nu$ sont asservis simultanément pour garantir la stabilité de fonctionnement du laser. Un montage d'absorption saturée du césium est utilisé pour verrouiller la longueur d'onde du mode polarisé ordinairement à 852,14 nm, tandis que $\Delta\nu$ est asservi sur un oscillateur radiofréquence bas bruit. Une fois les fréquences asservies, la largeur du spectre de battement de fréquence est inférieure à 10 kHz, limitée par la résolution de l'analyseur de spectre (Fig. 1b).

Le bruit d'intensité relatif (RIN) du faisceau laser, sur chaque polarisation, atteint -120 dB/Hz sur la gamme de fréquences 10 Hz - 100 kHz et est limitée par celui de la diode laser de pompe.

Les performances obtenues sont compatibles avec les besoins des horloges atomiques CPT à césium. Nous souhaitons désormais approfondir l'analyse spectrale en mesurant le bruit de phase du laser avant d'envisager une expérience de piégeage cohérent d'atomes de césium.

REMERCIEMENTS : Les auteurs remercient le Triangle de la Physique et l'Agence Nationale de la Recherche pour leur soutien financier à ce projet.

REFERENCES

- [1] G. Baili et al, "Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations", Opt. Lett. 34, 3421 (2009).
- [2] F. A. Camargo et al, " Coherent Dual-Frequency Emission of a Vertical External-Cavity Semiconductor Laser at the Cesium D₂ line ", IEEE PTL 24, 1218 (2012).
- [3] B. Cocquelin et al, « Tunable Single-frequency operation of a diode-pumped Vertical-External Cavity Laser at the Caesium D₂ line», App. Phys. B 95, 315 (2009)

Résistance au flux laser en régime ultracourt de couches minces d'oxydes, de fluorures et de mixtures d'oxy-fluorures

Dam-Bé L. DOUTI, Laurent GALLAIS, Mireille COMMANDRE

Institut Fresnel UMR CNRS, Aix-Marseille Université, Ecole Centrale Marseille, Campus de St Jérôme, 13013 Marseille, France
dam-be.douti@fresnel.fr

RÉSUMÉ

La tenue au flux des traitements de surfaces optiques est une limitation majeure pour le développement des lasers de puissance à très courtes durées d'impulsion. Des couches minces d'oxydes ou de fluorures sont traditionnellement utilisées pour la fabrication de ces optiques. Les couches minces de mixtures constituent aujourd'hui une alternative prometteuse pour le développement des optiques de haute tenue au flux. Dans cet article, une étude de la dépendance du seuil d'endommagement en fonction des propriétés du matériau considéré est présentée pour des couches de mixtures d' Al_2O_3 et AlF_3 de différentes compositions. Nous observons que le seuil d'endommagement de certains mélanges peut être supérieur au seuil d'endommagement des matériaux de base. Les résultats sont comparés avec ceux obtenus pour des couches d'oxydes simples. Sur ces derniers échantillons, une étude de la résistance au flux laser sous tirs multiples en fonction de la fréquence de tir est également présentée. Nous montrons que le seuil d'endommagement dépend peu de la fréquence de tir jusqu'à 50kHz, ce qui peut autoriser des tests accélérés pour les grands nombres de tirs et la prédiction de la durée de vie des optiques.

1. INTRODUCTION

L'étude des interactions laser-matière en régime sub-picoseconde a montré que l'initiation de l'endommagement laser est essentiellement due aux processus électroniques et aux interactions non linéaires (photo-ionisation, ionisation par impact et avalanche électronique). Les phénomènes d'endommagement sont aujourd'hui une limitation au développement des lasers de puissance et de leurs applications. L'étude de l'endommagement en fonction des différents paramètres laser (longueur d'onde, durée d'impulsion, nombre de tirs, fréquence de répétition...) et pour différents matériaux est nécessaire pour une meilleure compréhension des mécanismes d'endommagement et la conception de nouvelles optiques avec des durées de vie accrues et une grande stabilité dans le temps. Les couches minces optiques sont souvent le maillon faible des systèmes laser. Les mixtures de matériaux simples outre le fait qu'elles permettent une réelle ingénierie des indices optiques représentent une voie prometteuse pour le développement de composants à haute tenue au flux. Des études (1) (2) ont montré que la fluence seuil à la limite d'endommagement (F_{th}) dépend de la durée d'impulsion du faisceau laser (τ_p), de la longueur d'onde (λ), et de la largeur de bande interdite (E_g) de la couche qui interagit avec le laser. En monotir, il est établi des lois d'évolution empirique de la forme

$$F_{th} \cong (C_1 E_g + C_2) \tau_p^k \quad (1)$$

où C_1 , C_2 et k dépendent du matériau de la couche en interaction. Ceci correspond à ce qui peut être simulé par des modèles simples décrivant l'évolution de la densité d'électrons libres dans le matériau sous irradiation (3)

Dans ce papier une étude en monotir de la résistance au flux laser est présentée pour des mixtures d' $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlF}_3$. Les résultats sont comparés avec ceux obtenus pour des couches d'oxydes simples (SiO_2 , HfO_2 et Nb_2O_3), et la dépendance du seuil à la largeur de bande interdite E_g du matériau est étudié. Nous présentons aussi une étude en multitirs sur la variation du seuil d'endommagement en fonction de la fréquence de tir afin de répondre à une question pratique: peut-on faire un test d'endommagement multi-tirs à fréquence élevée à la place de la fréquence recommandée à l'usage du composant afin de gagner du temps ?

2. EXPERIENCES

Nous avons étudié dans ce travail un oxyde et un fluorure (Al_2O_3 et AlF_3) qui ont tous deux un seuil d'endommagement plutôt élevé. Une série de mixtures a été réalisée en faisant différents mélanges de ces deux matériaux. Ces mixtures ont été déposées sur un substrat de MgF_2 par IBS (Ion Beam Sputtering) au LZH (Laser Zentrum Hannover) (4). La série de mixtures couvre la gamme 6.24 - 7.58eV de largeur de bande interdite. Dans une première expérience, des mesures ont été faites pour des durées d'impulsion de 400fs et 1030nm (2). Le diamètre du faisceau est de 75 micromètres. Dans l'infrarouge il a été montré (1) que la fluence seuil ne changeait pas pour des fréquences de répétition comprises entre 1Hz et 1KHz. Les phénomènes dans le domaine UV et le visible pouvant être différents de ceux dans l'IR, l'étude de l'influence de la fréquence de répétition en UV s'avère donc importante. Dans cette deuxième expérience, il a été utilisé une série d'échantillons choisis pour couvrir une large gamme d'énergie de bande interdite: 3 - 9eV. Les mesures ont été effectuées au VULRC (Vilnius Laser Research Center) sur une ligne de mesure dont le laser, doublé en fréquence, est centré à 515nm avec une durée d'impulsion de 404fs. Des tests de type 1000on1 à 50Hz et à 50KHz ont été réalisés sur ces échantillons dans les mêmes conditions.

3. RESULTATS

Les résultats de la détermination du seuil d'endommagement pour les tests de type 1on1 sont représentés sur la figure (1). On remarque que seul les oxydes et oxy-fluorures suivent la loi empirique et que le fluorure est le seul à s'en écarter. On constate aussi, que le seuil d'endommagement de certains mélanges peut être nettement supérieur au seuil d'endommagement des matériaux de base. Dans la deuxième expérience sur l'étude en multitirs (figure 2), nous montrons que la différence entre les seuils aux deux fréquences est très petite, et que compte tenu des erreurs de mesure, les tests à haute fréquence peuvent se substituer à ceux faits à basse fréquence.

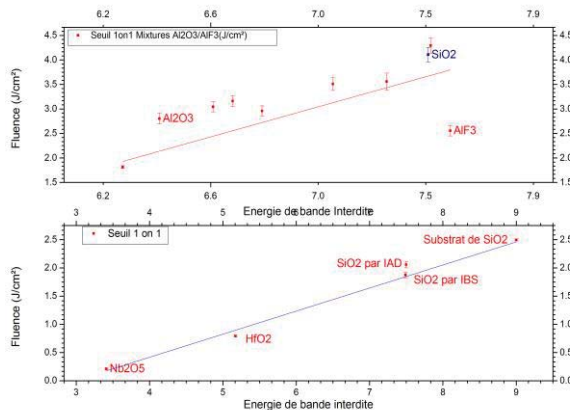


Figure 1 : Seuils d'endommagement a) des mixtures $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlF}_3$ (1), b) d'une série de matériaux simples suivant la loi empirique

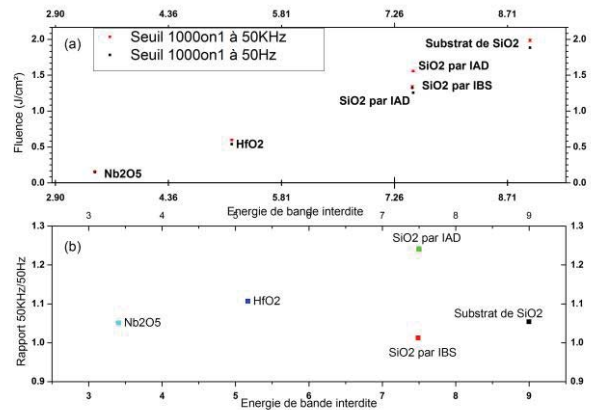


Figure 2 : a) Seuils d'endommagement de type 1000on1 à 50 KHz et 50Hz. b) Le rapport des deux seuils

RÉFÉRENCES

1. *On the damage behavior of dielectric films when illuminated with multiple femtosecond laser pulses.* Mero, et al., et al. 051107, May 2005, Optical Engineering, Vol. 44(5).
2. *A high accuracy femto-/picosecond laser damage test facility dedicated to the study of optical thin films.* Mangote, et al., et al. 83, 2012, Review Of Scientific Instruments. 013109.
3. *Femtosecond laser damage resistance of oxide and mixture oxide optical coatings.* Mangote et al. 9, May 1, 2012, Optics Letters, Vol. 37.
4. *Laser damage resistance of ion-beam sputtered $\text{Sc}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$ mixture optical coatings.* M. Mende, S. Schrameyer, H. Ehlers, D. Ristau, L. Gallais. 2013, Applied Optics, Vol. 52, pp. 1368-1376.

LASER Er ,Yb AUTOREGULE EN BRUIT D'INTENSITE

Abdelkrim El Amili¹, Gaël Kervella¹, Mehdi Alouini¹

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

abdelkrim.elamili@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

La réduction du bruit d'intensité d'un laser Er,Yb:Verre par absorption à deux photons intracavité est explorée expérimentalement et théoriquement. Les résultats montrent que le temps de réponse du processus à deux photons joue un rôle primordial sur le spectre de bruit d'intensité du laser. Un modèle théorique incluant une troisième équation d'évolution tenant compte de ce temps de réponse est proposé pour expliquer le comportement du laser.

MOTS-CLEFS : *Laser Er ,Yb; Bruit d'intensité ; absorption à deux photons*

1. INTRODUCTION

Les lasers à état solide à faible bruit présentent un grand intérêt pour un grand nombre de domaines tels que les communications optiques, la photonique microonde, la spectroscopie haute résolution et la métrologie. La plupart de ces applications nécessitent des sources laser ayant de très faibles largeurs de raie mais aussi de très faibles niveaux de bruit d'intensité sur une large bande spectrale. Bien que les lasers à état solide présentent de faibles largeurs spectrales, ils souffrent néanmoins d'un excès de bruit d'intensité au voisinage de la fréquence des oscillations de relaxation. Le phénomène d'oscillations de relaxation est 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. La réduction de ce bruit d'intensité résonant est habituellement obtenue d'une contre-réaction sur le laser de pompe. Une autre technique repose sur l'utilisation d'un laser semi-conducteur dans un régime de fonctionnement de classe A [1]. Une telle approche est, néanmoins, limitée en termes de puissance potentiellement accessible comparé à un laser solide. Or, il a été démontré récemment que l'insertion d'un mécanisme d'absorption à deux photons (TPA) dans un laser Er ,Yb:Verre produisait une réduction significative de bruit [2]. Nos observations expérimentales suggèrent que le temps de réponse du mécanisme d'absorption à deux photons joue un rôle essentiel sur le comportement du bruit d'intensité du laser. Nous démontrons ici comment ce temps de réponse peut être modélisé, et comment un tel modèle permet d'interpréter le spectre de bruit du laser.

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES

Nous avons développé un laser Er ,Yb mono-fréquence dans lequel une lame de silicium a été insérée pour induire des pertes nonlinéaires par TPA. L'insertion d'un tel élément dans le laser engendre des pertes optiques dépendantes de l'intensité intra-cavité. De ce fait, les pertes induites par le mécanisme de TPA conduisent à une réduction significative des fluctuations d'intensité du laser. Cette réduction est d'autant plus importante que le niveau de l'intensité intra-cavité est élevé. Pour étudier la façon dont les pertes nonlinéaires affectent l'excès de bruit résonant, nous avons mesuré le spectre de bruit d'intensité, à un taux de pompage fixe, en variant la densité de photons sur la lame de silicium (Fig. 1 (a)). Lorsque la densité de photons sur cette lame augmente, on observe bien une diminution du niveau de bruit. Cependant, il est accompagné d'un décalage du maximum vers les hautes fréquences. Nous montrons que ce comportement peut être décrit simplement en introduisant dans le système une équation d'évolution additionnelle qui régit les pertes par TPA (Eq.3) :

$$\frac{dN}{dt} = -2\sigma IN - (w_p + \gamma)N + (w_p - \gamma)N_E, \quad (1)$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{c}{2L} 2e\sigma IN - \gamma_e I - \gamma_{TPA} I, \quad (2)$$

$$\frac{dP_{TPA}}{dt} = \psi I - \gamma_p P_{TPA}. \quad (3)$$

Les équations (1) et (2) habituelles décrivent l'évolution de l'inversion de population et de l'intensité intra-cavité du laser. Dans l'équation (2), γ_{TPA} représente le taux de pertes nonlinéaires. L'équation (3), quant à elle, décrit l'évolution des pertes nonlinéaires qui dépendent de l'intensité intra-cavité du laser, de la section efficace d'absorption à deux photons et du temps de réponse du mécanisme. Ce modèle prédit que si le temps de réponse du processus d'absorption à deux photons est très court devant le temps caractéristique des oscillations de relaxation, alors le pic de résonance diminue sans décalage en fréquence. En revanche, si le temps de réponse du processus nonlinéaire est comparable au temps caractéristique des oscillations de relaxation, alors la réduction de bruit est moins efficace et elle est accompagnée d'un décalage en fréquence du pic. Comme l'illustre la figure 1 (a), ce modèle permet de prédire à la fois la réduction et le décalage du pic à la fréquence des oscillations de relaxation. Les fonctions de transfert théoriques sont, en effet, en très bon accord avec les spectres expérimentaux. En outre, nous trouvons que la durée de vie de recombinaison des porteurs dans la lame de silicium utilisée doit être de l'ordre de 3 μ s. Pour valider ce point, nous avons remplacé le silicium par une lame de GaAs intrinsèque dans laquelle le temps de recombinaison des porteurs est de l'ordre de la nanoseconde. Ainsi, le processus d'absorption à deux photons doit réagir instantanément aux fluctuations d'intensité du laser. Comme le prédit le modèle, lorsque la densité de photons augmente, on assiste bien à une diminution du pic des oscillations de relaxation mais sans décalage vers les hautes fréquences (Figure 1 (b)).

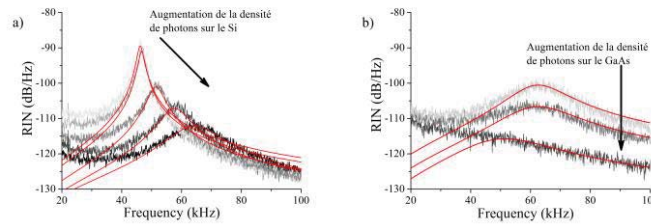


Fig. 1 : a) Spectres de bruit d'intensité relatif pour différentes densités de photons sur le Si. b) spectres obtenus avec une lame de GaAs. Les courbes en rouge représentent les fonctions de transfert théoriques.

CONCLUSION

Nos études expérimentales et théoriques sur la réduction du bruit d'intensité d'un laser Er,Yb:Verre nous ont permis de comprendre comment le mécanisme de TPA gouverne le bruit d'intensité du laser [3]. En particulier, nous avons montré que le temps de réponse de ce mécanisme joue un rôle important dans l'allure du spectre de bruit du laser. Le très bon accord entre les résultats expérimentaux et théoriques permet de valider le modèle proposé dans lequel une équation d'évolution additionnelle est introduite.

REFERENCES

- [1] G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, and A. Garnache, "Shot-noise-limited operation of a monomode high-cavity-finesse semiconductor laser for microwave photonics applications," *Opt. Lett.*, vol. 32, pp. 650-652, 2007.
- [2] R. van Leeuwen, B. Xu, L. S. Watkins, Q. Wang, and C. Ghosh, "Low noise high power ultra-stable diode pumped Er-Yb phosphate glass laser," *Proc. SPIE* 6975, 2008.
- [3] A. El Amili, G. Kervella, and M. Alouini, "Experimental evidence and theoretical modeling of two-photon absorption dynamics in the reduction of intensity noise of solid-state Er:Yb lasers," *Opt. Express*, vol. 21, pp. 8773-8780, 2013.

ZONE SOMBRE AU CENTRE DU SPOT D'ARAGO-POISSON

**Olivier Emile¹, Alexis Voisin¹, Ronan Niemiec^{1,2}, Bruno Varis De Leseigno³, Laurence Pruvost³,
Guy Ropars¹, Janine Emile⁴ et Christian Brousseau²**

¹ URU 435 LPL, Université de Rennes 1-F-35042 Rennes Cedex, France

² UMR CNRS 6164, IETR, Université de Rennes 1-F-35042 Rennes Cedex, France

³ UPR 3321, LAC, B505 Campus d'Orsay- 91405 Orsay Cedex, France

⁴ UMR CNRS 6251, IPR, Université Rennes 1 - F-35042 Rennes Cedex, France

olivier.emile@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

La figure de diffraction d'un faisceau de Laguerre-Gauss par un disque opaque est étrange. En effet, pour une charge topologique non nulle, nous observons une petite tâche sombre au centre du spot d'Arago-Poisson habituellement brillant. Pour ces faisceaux, les diamètres des tâches sombres sont de l'ordre 20 μm et les faisceaux étudiés ainsi que les tâches peuvent se propager sans diffracter sur des dizaines de mètres, sans utiliser de lentilles de focalisation.

MOTS-CLEFS : *laser ; diffraction ; spot d'Arago-Poisson ; faisceau de Laguerre-Gauss*

1. INTRODUCTION

Le spot d'Arago-Poisson est très souvent mentionné dans les manuels d'optique [1]. C'est une démonstration spectaculaire du caractère ondulatoire de la lumière. Un spot lumineux brillant apparaît dans l'ombre d'un disque éclairé uniformément par une onde plane. Curieusement, ce spot se propage plus vite que la lumière [2]. Parallèlement, de nouveaux types de faisceaux sont apparus récemment [3, 4] appelés faisceaux de Laguerre-Gauss. Ces faisceaux ont une phase qui varie de $2\pi l$ lorsque que l'on fait un tour complet autour de l'axe de propagation du faisceau. l est appelé la charge topologique ou ordre du faisceau. On peut se demander qu'elle sera la forme de la figure de diffraction d'un tel faisceau après un obstacle circulaire. Cette contribution se propose d'explorer les propriétés de ces faisceaux diffractés.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

La source est un laser He-Ne rouge ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$, waist $w = 620 \mu\text{m}$). Une lame de phase spirale (RPC photonics) transforme le mode fondamental en mode de Laguerre-Gauss d'ordre variant de $l = 1$ à $l = 8$. Un télescope permet ensuite d'adapter la taille du faisceau à la taille de l'objet diffractant. Nous avons utilisé un disque opaque de diamètre $2R = 7 \text{ mm}$. Nous observons la tâche de diffraction à une distance d sur un écran ou à l'aide d'une caméra CCD. Le champ électrique s'écrit

$$E(r, \theta) = J_l(\alpha r) \exp(il\theta), \quad (1)$$

r et θ sont les coordonnées polaires usuelles, J_l est la fonction de Bessel d'ordre l et

$$\alpha = 2\pi R/(\lambda d). \quad (2)$$

Une telle fonction est nulle à l'origine et le champ diffracté a bien une phase qui varie autour de l'axe de propagation. Ce faisceau est toujours un faisceau "twisté". On remarque également dans l'équation 2 que, plus la taille de l'objet diffractant est grande plus la tâche sombre est petite. Plus la distance d'observation est grande, plus la tâche sombre est grande. Bien sûr, la taille de la zone sombre augmente aussi avec l .

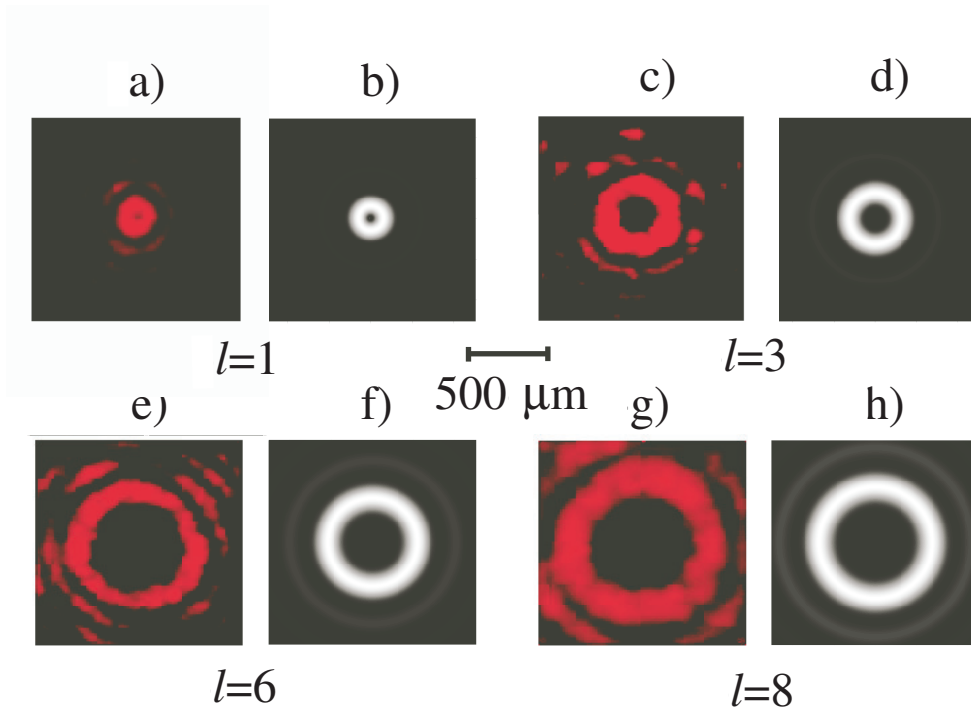


FIGURE 1 : a) Profils expérimentaux (a, c, e, g) et théoriques (b, d, f, h) de la figure de diffraction pour différents ordres l .

3. RÉSULTATS

La figure 1 présente des images des spots de diffraction à une distance de 3,5 m pour des faisceaux de Laguerre Gauss avec différents ordres ($l = 1, l = 3, l = 6, l = 8$). On observe, comme attendu, un spot sombre au centre du faisceau diffracté. La taille du spot augmente avec l'ordre du faisceau. Les profils théoriques (obtenus d'après l'équation 1) correspondent bien aux profils expérimentaux.

Indépendamment, nous avons vérifié que la taille de la zone sombre reste dans la gamme des micromètres sur plusieurs mètres de distance. Cette taille diminue lorsque la taille de l'objet diffractant augmente [5]. De plus ces phénomènes de diffraction ne dépendent pas de la polarisation de la lumière.

CONCLUSION

Nous avons observé expérimentalement une zone sombre très petite au centre du spot lumineux diffracté par un disque opaque circulaire, éclairé par un faisceau de Laguerre-Gauss. La distribution d'intensité varie comme la fonction de Bessel associée à l'ordre du faisceau. Pour des ordres élevés, la distribution d'intensité de la zone sombre est proche d'une distribution présentant un profil carré. Ce type de distribution pourrait trouver des applications dans le guidage d'atomes par la zone sombre d'un faisceau lumineux [6].

RÉFÉRENCES

- [1] A. Sommerfeld, *Optics*, Academic Press, New York, 1954.
- [2] D. Chauvat, O. Emile, M. Brunel and A. Le Floch, *Phys. Lett. A*, vol. 295, 78, 2002.
- [3] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, *Phys. Rev. A*, vol. 45, 8185, 1992.
- [4] L. Allen, S.M. Barnett, and M. Padgett (Editeurs) *Optical Angular Momentum*, IOP, Bristol, 2003.
- [5] O. Emile, A. Voisin, R.Niemiec, B. Viaris de Lesegno, L. Pruvost, G. Ropars, J. Emile, and C. Brousseau *EPL*, vol. 101, 54005, 2013.
- [6] M. Mestre, F. Diry, B. Viaris de Lesegno, L. Pruvost, *Eur. Phys. J. D.*, vol. 57, 87, 2010.

GUIDAGE DE LA LUMIÈRE DANS UN FILM DE SAVON

Olivier Emile¹ et Janine Emile²

¹ URU 435 LPL, Université de Rennes 1-F-35042 Rennes Cedex, France

² IPR, UMR 6251, CNRS-Université Rennes 1 - F-35042 Rennes Cedex, France

olivier.emile@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Un faisceau laser injecté dans un film de savon en position horizontale est dévié de façon aléatoire. La présence du laser perturbe la dynamique de l'amincissement du film. La polarisation du laser y influe également mais pas sa puissance. Le liquide à l'intérieur du film est éjecté vers les ménisques mais l'organisation moléculaire du film reste inchangée. De plus il semble que la présence du laser le stabilise dans la zone d'injection.

MOTS-CLEFS : *laser ; film de savon ; injection ; guidage*

1. INTRODUCTION

L'optofluidique cherche à mettre au point de nouveaux dispositifs dont les propriétés optiques sont principalement imposées par le composant fluide [1]. Des microgouttes dans lesquelles se propagent des modes de galerie, des micro-lasers liquides, et des fibres ont déjà été envisagés ou réalisés. De plus il a été montré expérimentalement que l'injection d'un laser dans un film de savon liquide induisait l'apparition de "moustaches" lumineuses ou "balais" [2]. Dans tous ces dispositifs optofluidiques, le guidage de la lumière se fait par l'indice optique dans des matériaux fluides. Or, il a été observé récemment que la réflexion totale et les ondes évanescentes pouvaient déformer les interfaces air/liquide [3]. On peut donc se demander si cela ne peut pas induire un changement des propriétés de guidage de la lumière. Le but de cette communication est d'étudier la propagation de la lumière dans un film de savon en position horizontale.

2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

La solution moussante est composée de 5,4 % de sodium lauryldioxyethylene sulphate (SLES, Cognis) diluée dans de l'eau pure (indice optique $n=1,33$). Le film de savon est formé sur un support horizontal (afin de s'affranchir de la gravité) de forme toroïdale en verre de diamètre 4 cm. Le laser ($\lambda = 532$ nm, $P = 4$ mW, waist $w = 360$ μ m) est injecté par la tranche du film. Le support en verre se comporte comme une lentille qui focalise le faisceau lumineux à une distance de 1,52 mm du bord du support avec une taille $w = 2$ μ m. Il est possible de modifier la polarisation de la lumière grâce à une lame demi-onde. On mesure l'épaisseur du film via sa transmission en utilisant un interféromètre optique [4]. L'ensemble du dispositif est maintenu à une température constante $T = 20,0 \pm 0,5^\circ\text{C}$.

3. OBSERVATIONS

Lors de l'injection du laser, on peut remarquer que quelque soit l'épaisseur du film, la lumière est systématiquement déviée (voir Fig.1) La déflexion se fait aléatoirement d'un côté ou de l'autre de la direction initiale de propagation avec une constante de temps de l'ordre d'une fraction de seconde. L'angle de déflexion varie de 15° à 50° . On observe également des "moustaches" lumineuses ou "balais" [2]. Ce balai ne correspond pas à un guidage de la lumière, mais plutôt à de la lumière refractée à l'interface liquide/air. Elle se propage ensuite quasiment parallèlement à l'interface air/liquide, avant d'être diffusée. Ce phénomène est lié au fait que les interfaces ne sont pas rigoureusement parallèles.

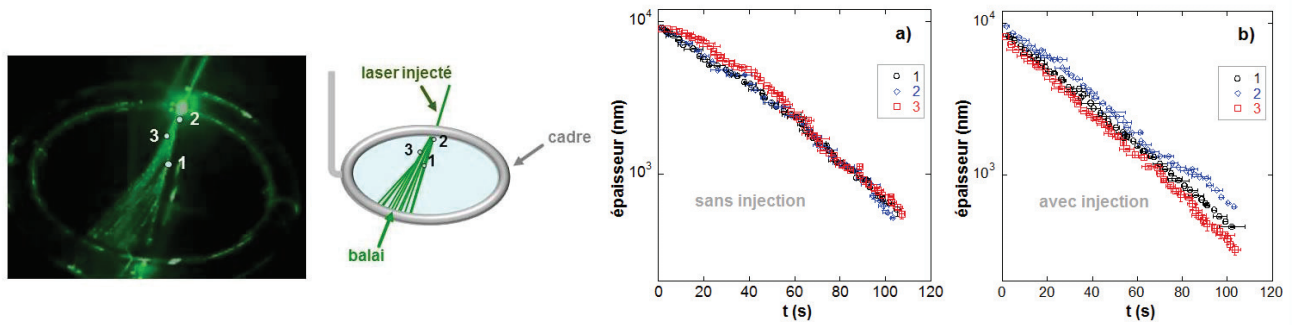


FIGURE 1 : Photographie et schéma de principe du dispositif expérimental. Les chiffres correspondent aux zones sondées. Courbes de drainage sans injection (a) et avec injection (b) pour les différentes zones sondées.

4. RÉSULTATS ET DISCUSSION

Cette déflexion est due à un effet récomment mis en évidence [3]. En réflexion totale sur une interface liquide/air, un faisceau lumineux crée une petite déformation en forme de creux. Dans notre cas, le film se trouve comprimé au passage de la lumière, créant ainsi une sorte de goulot d'étranglement. La lumière évite ce goulot d'étranglement en étant guidée vers les zones d'épaisseur plus importante. La contrainte lumineuse sur le film s'étant déplacée, le film relâche et la lumière peut ainsi se propager, entraînant de nouveau une contrainte. Il s'en suit une variation aléatoire de la direction de propagation de la lumière.

Nous avons aussi sondé l'épaisseur du film à l'aide d'une technique optique que nous avons développée [4]. L'épaisseur du film apparaît sur la figure 1b, en fonction du temps pour différents points du film. En l'absence d'injection, l'amincissement du film suit la même loi pour tous les points. En présence d'injection, le film devient plus fin au centre du film, et plus épais sur les bords. Le liquide se déplace vers les ménisques sans pour autant changer la structure stratifiée du film. De plus, le film est plus stable dans le temps dans les zones où passe la lumière [5]. Enfin il a aussi été observé que l'effet est plus important pour la polarisation TM que pour la polarisation TE, et est indépendant de la puissance injectée, en accord avec des travaux antérieurs [3].

CONCLUSION

Nous avons observé que l'injection de la lumière dans un film en configuration horizontale entraîne une déflexion aléatoire de la lumière, due à la pression de radiation qui s'y exerce. Ceci a une conséquence sur la dynamique de l'amincissement du film. Le liquide tend à s'écouler vers les ménisques. De plus, la présence de la lumière stabilise le film. Ce type de comportement pourrait être néfaste dans les problèmes de guidage de la lumière à l'interface liquide/liquide [6]. Une telle déflexion pourrait exister pour d'autres types d'ondes (acoustiques, sismiques) [7, 8].

RÉFÉRENCES

- [1] D. Psaltis, S. R. Quake, and C. Yang, *Nature*, vol. 442, 381, 2006.
- [2] A. V. Startsev and Y. Y. Stoilov, *Quantum Electron.*, vol. 34, 596, 2004.
- [3] O. Emile and J. Emile, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, 183904, 2011.
- [4] J. Emile, F. Casanova, G. Loas, and O. Emile, *Soft Matter*, vol. 8, 7223, 2012.
- [5] J. Emile and O. Emile, *EPL*, vol. 101, 34005, 2013.
- [6] H. Schmidt and A. R. Hawkins, *Microfluid. Nanofluid.*, vol. 4, 3, 2008.
- [7] B. Issenman, A. Nicolas, R. Wunenburger, S. Manneville, and J. P. Delville, *EPL*, vol. 83, 34002, 2008.
- [8] Y.-G. Li, K. Aki, D. Adams, A. Hasemi, and W. H. K. Lee, *J. Geophys. Res.*, vol. 99, 705, 1994.

EFFETS DE POLARISATION DANS DES MICRO-LASERS À BASE DE POLYMÈRE DOPÉ PAR DES COLORANTS

Iryna Gozhyk^{1,2}, Clément Lafargue¹, Victor Tsvirkun¹, Sébastien Forget³, Sébastien Chénais³
Christian Ulysse², Joseph Zyss¹, Mélanie Lebental¹

¹ Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire, CNRS UMR 8537, Institut d'Alembert FR 3242, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 94235 Cachan, France

² Laboratoire de Photonique et de Nanostructures UPR CNRS 20, 91460 Marcoussis, France

³ Laboratoire de Physique des Lasers, CNRS UMR 7538, 93430, Villetaneuse, France

iryna.gozhyk@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Le contrôle des états de polarisation d'un laser est important pour les applications pratiques ainsi que pour la recherche fondamentale. De manière générale, l'état de polarisation de l'émission laser dépend de façon combinée des propriétés du milieu de gain et de la structure des modes électromagnétiques. Dans ce travail, nous étudions l'état de polarisation de micro-lasers à base de polymère dopé par des colorants. Ils permettent en effet la variation indépendante et simultanée du gain et des propriétés modales.

MOTS-CLEFS : *état de polarisation; micro-laser; colorant ; anisotropie.*

1. INTRODUCTION

Les micro-résonateurs planaires sont utilisés dans différents domaines en photonique (optique intégrée [1] et physique fondamentale). Pour ces applications, les matériaux organiques possèdent de nombreux avantages : vaste choix de matériaux potentiellement utilisables, accordabilité de la longueur d'onde d'émission dans une vaste bande spectrale et techniques de fabrication relativement simples et peu onéreuses (spin-coating et lithographie).

Les micro-cavités étudiées dans ce travail sont des structures quasi 2D (vers 600 nm d'épaisseur), trop grandes pour les simulations électromagnétiques ($\propto 100\mu\text{m}$ taille planaire), mais permettant l'analyse de l'émission par des méthodes semi-classiques [2]. Dans cette communication, nous proposons une étude des états de polarisation dans des micro-lasers organiques solides, et nous démontrons la possibilité de modifier la polarisation d'émission par la variation de la forme de la cavité ainsi que par la variation des paramètres liés au milieu de gain. Ce travail a donné lieu à la publication [3].

2. POLARISATION D'EMISSION

Les micro-cavités étudiées sont gravées directement dans le polymère. Elles ne contiennent pas de miroirs externes, le rôle du résonateur est effectué par le contour diélectrique lui-même. Les cavités sont quasi-2D, fabriquées à partir d'une couche mince de polymère dopé par un colorant organique commercial (DCM) ou non (MD7). La couche est déposée par spin-coating. Le motif 2D (cf. les photos au microscope optique présentées sur la Fig.1) est transféré sur la couche par lithographie optique ou par électronique, si une précision importante s'avère nécessaire. Différentes formes de résonateurs sont étudiées : Fabry-Pérot, carré, pentagone, stade, disque et cerf-volant (Fig.1).

Les matériaux organiques sont connus pour leur émission anisotrope (connue sous le nom d'anisotropie de fluorescence). La direction du propagation et l'état de polarisation de la pompe et de l'émission ne sont pas a priori pareils. L'état de polarisation d'émission est donc défini par la statistique sur les orientations de toutes les molécules dans le système, ainsi que les paramètres intrinsèques des molécules émettrices (dipôle d'absorption et d'émission).

Le degré de polarisation P (paramètre d'anisotropie égal à 1 pour une émission polarisée dans le plan du couche et -1 pour une émission polarisée perpendiculairement au plan) est donc défini par le milieu de gain ainsi que par la pompe (polarisation, longueur d'onde). De plus, la forme de cavité laser joue un rôle important sur le degré de polarisation suite à la variation du temps de vie du photon dans la cavité et à la structure des modes résonants. Nous avons étudié la possibilité d'influencer l'état de polarisation des micro-lasers par le transfert d'énergie entre molécules et par la pompe des molécules à l'état excité plus haut (Fig.1).

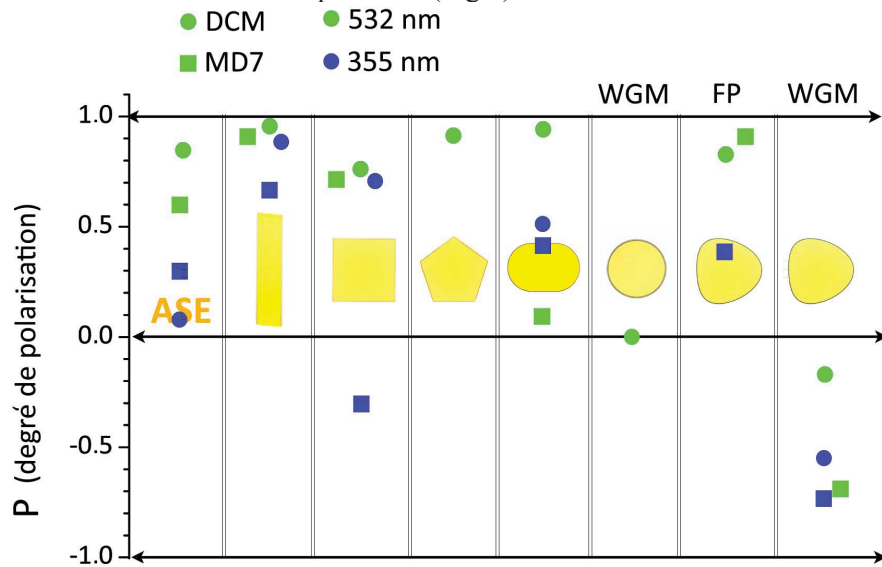


Fig. 1 : Degré de polarisation P en fonction de la forme de cavité pour des lasers à base de PMMA dopé par 5 wt% de DCM (ronds) ou MD7 (carrés), sous pompage à 532 nm (couleur vert) ou à 355 nm (bleu). (De gauche à droite) ASE, Fabry-Perot, carré (diamant inscrit), pentagone (pentagone inscrit), stade (WGM – mode de galerie), disque (WGM), disque (mode Fabry-Perot), cerf-volant (WGM), et cerf-volant (mode Fabry-Perot).

CONCLUSION

Nous avons démontré que l'anisotropie de fluorescence intrinsèque des molécules de colorant gouverne la polarisation de tels systèmes lasers. Nous avons aussi étudié le rôle de la géométrie de la cavité sur l'état de polarisation du laser et différents moyens de contrôler cet état.

RÉFÉRENCES

- [1] Practical applications of micro-resonators in optics and photonics, edited by A. Matsko (CRC, Boca Raton, 2009).
- [2] E. Bogomolny, N. Djellali, R. Dubertrand, I. Gozhyk, M. Lebental, C. Schmit, C. Ulysse, and J. Zyss, "Trace formula for dielectric cavities II: Regular, pseudo-integrable, and chaotic examples" *Phys. Rev. E* 83, 036208 (2011).
- [3] I. Gozhyk, G. Clavier, R. Méallet-Renault, M. Dvorko, R. Pansu, J.-F. Audibert, A. Brosseau, C. Lafargue, V. Tsvirkun, S. Lozenko, S. Forget, S. Chénais, C. Ulysse, J. Zyss, and M. Lebental, "Polarization properties of solid-state organic lasers" *Phys. Rev. A* 86, 043817 (2012).

GESTION DE LA THERMIQUE DANS LES STRUCTURES ACTIVES DES LASERS VECSELS A 850 NM

**Iryna Gozhyk^{1,2}, Grégoire Beaudoin¹, Isabelle Sagnes¹, Arnaud Garnache³, Sylvie Janicot²,
Patrick Georges², Gaëlle Lucas-Leclin²**

¹ *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS, Marcoussis*

² *Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Univ Paris-Sud, Palaiseau*

³ *Institut d'Electronique du Sud, Univ Montpellier 2, Montpellier*

iryna.gozhyk@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

L'échauffement des structures actives semiconductrices dans les lasers VECSELS constitue une forte limitation à l'émission de puissances élevées. Nous évaluons théoriquement et expérimentalement les effets thermiques dans ces composants, et mettons en œuvre une technologie de report sur substrat Au développée pour améliorer leur résistance thermique.

MOTS-CLEFS : VECSEL ; laser à semiconducteur ; résistance thermique.

1. INTRODUCTION

Les lasers à semiconducteur à émission par la surface en cavité externe (VECSEL) sont des sources qui allient les avantages des lasers à solides traditionnels et ceux des diodes laser. En effet, la structure semiconductrice impose la longueur d'onde d'émission, tandis que l'utilisation d'une cavité externe permet de contrôler finement les propriétés de l'émission laser (spectre, profil transverse). Dans ces sources, le composant-clef est la structure semiconductrice, constituée d'une alternance de couches qui réalisent la fonction de miroir de Bragg et de milieu amplificateur. Nous nous intéressons ici à l'évaluation de structures conçues pour une émission à 852 nm [1][1], et cherchons à améliorer leurs propriétés thermiques.

2. GESTION DE LA THERMIQUE DANS LES STRUCTURES ACTIVES

Les puissances obtenues à partir de sources VECSELS émettant à 850 nm sont relativement modestes, typiquement de l'ordre de 150 mW pour des structures sur substrat de GaAs et à température ambiante [1][1]. La puissance optique émise est limitée par l'échauffement important de la structure sous l'effet du pompage, qui induit une forte diminution du gain optique et un décalage du spectre de gain. Cela se traduit expérimentalement par une saturation thermique de la puissance laser ("roll-over"). Ainsi, la gestion des effets thermiques dans les structures semiconductrices est indispensable pour le développement de VECSELS de puissance à 850 nm.

Expérimentalement, la température des puits T_{QW} peut être évaluée à partir de la longueur d'onde d'émission du laser. Celle-ci est imposée par la structure : elle découle d'une part du spectre de gain intrinsèque des puits quantiques utilisés, d'autre part du filtrage spectral introduit par la structure elle-même. La longueur d'onde évolue proportionnellement à la variation de température, avec un taux caractéristique résultant de ces deux effets, et estimé dans le cas de notre étude à 0,2 nm/K. Nous avons alors accès à une résistance thermique rapportée à la puissance incidente de pompe – et non à la seule charge thermique – en comparant l'évolution de la longueur d'onde avec la puissance de pompe P_p à celle avec la température du substrat T_s :

$$R'_{th} = \frac{(\partial\lambda/\partial P_p)}{(\partial\lambda/\partial T_s)}$$

De plus, la saturation thermique de la puissance se produit à une température T_{RO} caractéristique de la structure active. Ainsi, l'évolution de la puissance de pompe à la saturation, P_{RO} , en fonction de la température du substrat fournit une estimation expérimentale complémentaire de R'_{th} [1][2].

Pour les structures étudiées ici, le substrat de GaAs est la principale contribution à la résistance thermique; le miroir de Bragg contribue également pour 13% (pour un diamètre de pompe de 85 μm). Plusieurs solutions ont été proposées dans la littérature pour diminuer la résistance thermique globale des structures, par ajout d'un radiateur intracavité [1][3] ou par retrait du substrat et report sur un matériau de forte conductivité. C'est cette deuxième approche que nous avons mise en œuvre : la face supérieure de la structure active est collée avec la résine (BCB) sur un substrat d'InP (Fig.1), et le substrat de GaAs est retiré par attaque chimique. Une couche d'or d'épaisseur environ 50 μm est déposée par évaporation suivie d'un dépôt électrolytique; finalement, le substrat d'InP est retiré chimiquement. La résistance thermique effective R'_{th} de la structure sur or est estimée théoriquement à environ 35 K/W pour un diamètre de pompe de 85 μm .

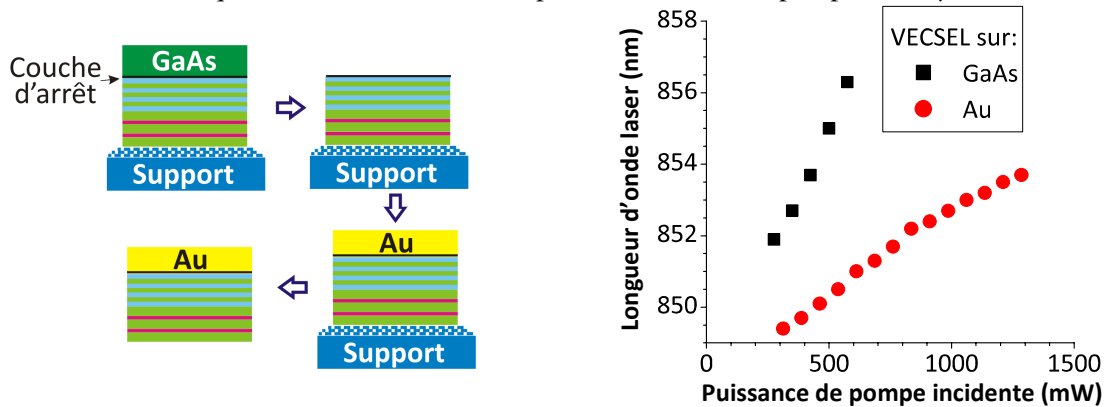


Fig. 1 : (gauche) Procédé de report de substrat; (droite) évolution de la longueur d'onde émise pour une même structure sur substrat GaAs et sur Au ($T_{hs}=15^{\circ}\text{C}$, $T_{oc}=0,5\%$, $2W_p = 84\mu\text{m}$).

3. EVALUATION EXPERIMENTALE

Dans la structure étudiée, le miroir de Bragg est constitué de 32,5 paires de couches alternées $\text{AlAs}/\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}$, assurant une réflectivité supérieure à 99,5% sur une plage de 70 nm autour de 850 nm. La couche active, d'épaisseur $29\lambda/4$, contient 7 puits quantiques en GaAs dans des barrières en $\text{Al}_{0,22}\text{Ga}_{0,78}\text{As}$; les puits sont positionnés aux nœuds du champ électrique dans la structure, et sont répartis de sorte à assurer une densité de porteurs excités homogène. Les structures sont réalisées par épitaxie MOCVD, et une couche anti-reflet (Si_3N_4) est déposée en surface.

La comparaison du comportement de deux structures similaires sur substrat de GaAs et sur substrat Au sont présentées en Fig. 1, dans les mêmes conditions expérimentales : les structures sont pompées par le faisceau issu d'une diode laser de puissance à 670 nm, focalisé sur un diamètre de $2W_p = 84\mu\text{m}$. Nous constatons une basse significative de la pente ($\partial\lambda/\partial P_p$), de 15 nm/W pour la structure sur GaAs à 4,7 nm/W, qui traduit une réduction d'un facteur trois de la résistance thermique effective R'_{th} . Ceci est confirmé par l'augmentation de la puissance de pompe maximale tolérée par la structure sur Au ($P_{RO} = 1,2\text{ W}$), supérieure à la structure sur GaAs ($P_{RO} = 0,6\text{ W}$), avant saturation thermique. Toutefois, le processus de collage et report introduit des pertes optiques supplémentaires, conduisant à une augmentation significative du seuil laser. Ainsi, la puissance laser émise par la structure sur Au n'est pas supérieure à celle sur GaAs. Nous cherchons à rendre le processus de report moins agressif, afin d'améliorer ces performances. L'analyse détaillée des propriétés thermiques des structures sera détaillée à la conférence.

REMERCIEMENTS : Les auteurs remercient le RTRA/Triangle de la Physique pour le financement de ce travail dans le cadre du contrat POWER852 (AO'12).

RÉFÉRENCES

- [1] Cocquelin et al, Appl Phys B **95**, P. 315 (2009)
- [2] Heinen et al, IEEE Journal of Quantum Electronics, **48**, p.934-940 (2012).
- [3] Hastie et al, IEEE Photon. Techn. Lett., **15**, p. 894-896 (2003).

EMISSION DIRECTIONNELLE DANS LES NANO-CAVITÉS UNIQUES ET COUPLÉES A CRISTAL PHOTONIQUE

S.Haddadi, K.Bencheikh, F.Raineri, I.Sagnes, A.M.Yacomotti, J.A.Levenson

Laboratoire de Photonique et de Nanostructures UPR 20, CNRS, 91460 Marcoussis, France

alejandro.giacomotti@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous démontrons la réalisation de nanocavités à Cristal Photoniques (CP) semi-conducteurs III-V, possédant une émission directionnelle. Nous étendons la démonstration à des nanocavités couplées constituant des « molécules » photoniques.

MOTS-CLEFS : *nanocavités, molécules photoniques, cristal photonique, champs proches et lointain.*

1. INTRODUCTION

Les nano-cavités à cristal photonique ont été largement étudiées au cours de la dernière décennie du fait de leur aptitude à fortement confiner la lumière (faible volume modal) et de leurs faibles pertes optiques (grand facteur de qualité). Parmi le grand nombre de géométries existantes, nous nous intéresserons ici au cas de la cavité L3 (trois trous manquants dans la direction ΓK) utilisée dans plusieurs applications et notamment pour la réalisation de nano-lasers ou d'interrupteurs optiques [1]. L'injection ou l'extraction de lumière dans de telles nanocavités s'avère néanmoins extrêmement difficile du fait de la diffraction importante dans ces structures dont la taille est inférieure à λ . Différentes approches en champ proche ont été récemment développées et notamment le couplage evanescent utilisant des guides nanostructurés ou des fibres optiques étirées [2]. Dans le but de pallier à la faible efficacité de couplage à l'espace libre dans ces cavités, nous avons utilisé un design proposé récemment afin de changer radicalement le diagramme de rayonnement. De plus nous l'avons étendu aux cas de molécules photoniques et démontré le couplage evanescent inter-cavités.

2. EMISSION DIRECTIONNELLE D'UNE NANO-CAVITÉ A CRISTAL PHOTONIQUE (ATOME PHOTONIQUE)

Le diagramme de rayonnement est modifié en utilisant la méthode de repliement de bande [3]. Cette approche consiste à introduire au sein du réseau triangulaire de période (a), un nouveau réseau de trous supplémentaire de rayon différent et de période (2a).

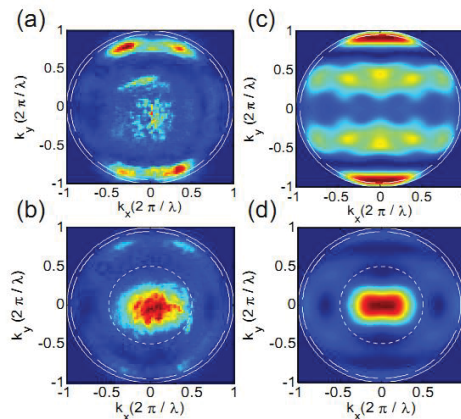


Fig. 1 : Diagramme de rayonnement expérimental et calculé d'une nanocavité L3 non repliée (a et c) et repliée (b et d). On peut constater la forte directionnalité obtenue dans le cas de la nanocavité repliée.

Elle permet d'accroître considérablement l'efficacité de couplage dans la direction verticale et d'obtenir des efficacités de l'ordre de $\eta=15\%$. On peut trouver dans la littérature des mesures de facteurs de qualité Q et d'efficacité de couplage η [4]. Cependant, aucune amélioration de la directionnalité par la mesure du diagramme de champ lointain des nanocavités L3 à CP n'a été rapportée avant nos travaux. Nous avons étudié différents types de cavités L3 à cristal photonique [5]. Les diagrammes de rayonnement de cavités repliées ou non ont été mesurées et comparées (Fig. 1). Les cavités à cristal photonique de cette étude sont fabriquées dans des membranes suspendues en InP présentant quatre puits quantiques InGaAsP / InGaAs et émettant à $\sim 1.5\ \mu\text{m}$. Un bon accord entre les simulations et les diagrammes de rayonnement expérimentaux a été obtenu montrant, dans les deux cas, une émission directionnelle avec un lobe central selon la normale à la surface de l'échantillon. Ces résultats valident l'approche pour obtenir des nanocavités à faible volume modal et à grand facteur de qualité et une grande efficacité de couplage.

2. EMISSION DIRECTIONNELLE DANS LES MOLÉCULES PHOTONIQUES

Nous avons également appliqué la technique de repliement de bande à un système de deux nano-cavités couplées à CP [6] et démontré l'amélioration drastique de la directionnalité de l'émission grâce à cette approche, compatible avec de hauts facteurs de qualité Q (Fig. 2).

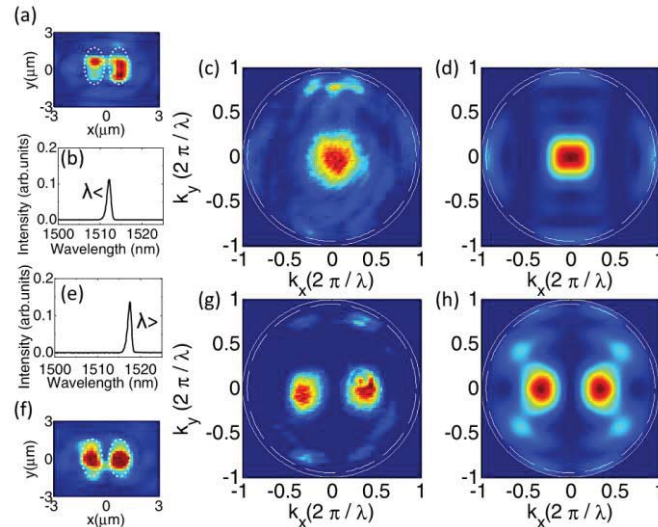


Fig. 2 : Champs proches, spectres de photoluminescence et diagrammes de rayonnement expérimentaux et calculés des modes symétriques (a, b, c et d) et antisymétriques (e, f, g et h) de deux nanocavités L3 couplées à CP repliées.

Les modes symétriques et antisymétriques du système couplé sont identifiés directement via les mesures de profils de champ proche et de champ lointain. La comparaison entre les cavités repliées ou non montre une grande redirection de l'émission. Une émission laser très directionnelle avec un faible seuil a également été démontrée. De plus, le couplage résonnant à l'espace libre dans les modes hybrides symétriques et antisymétriques de la molécule photonique a été réalisé.

REFERENCES

- [1] M.Brunstein et al., Photonics Journal, IEEE, Vol.2, Issue 4, 642 – 651 (2010).
- [2] P.E.Barclay et al., J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 20, No. 11 (2003).
- [3] N-V-Q Tran et al., Phys. Rev. B 79, 041101 (R) (2009).
- [4] S.L.Portalupi et al., Optics Express Vol.18, No 15, 16068 (2010).
- [5] S.Haddadi et al., Optics Express, Vol. 20, Issue 17, pp. 18876-18886 (2012).
- [6] S.Haddadi et al., Appl. Phys. Lett. 102, 011107 (2013).

Etude de la polarisation de lasers organiques à cavité verticale

T. Leang, S. Forget, A. Siove and S. Chénais

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

tatiana.leang@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous avons étudié la polarisation de la fluorescence et de l'émission stimulée dans des matériaux organiques solides (DCM et pyrromethene 650 dans une matrice de PMMA) pompées de manière sélective dans leur niveau singulet S1 ou S2. Alors que la polarisation de l'émission spontanée est un outil d'analyse bien maîtrisé, il y a peu d'études sur la polarisation de l'émission *stimulée* d'émetteurs organiques. Grâce à une structure de laser organique à cavité verticale (VECSOL), nous montrons qu'en pompant dans l'état S2 le rayonnement laser est seulement partiellement polarisé, avec une composante majoritaire orthogonale à la polarisation de la pompe dans le cas du Pyrromethene 650.

MOTS-CLEFS : *laser organique ; polarisation ; fluorescence*

L'intérêt grandissant pour les lasers organiques solides ces dernières années [1] a donné lieu à de nombreuses études concernant leur stabilité, leur puissance, leur finesse spectrale ou encore leur accordabilité. Cependant, si la polarisation de la fluorescence est une technique souvent employée pour extraire des informations pertinentes sur la structure et le comportement dynamique de molécules organiques [2], il existe en revanche peu d'études en régime d'émission stimulée, c'est-à-dire sur la polarisation des lasers organiques [3]. Contrôler la polarisation d'un laser organique pourrait à terme servir pour des applications comme la transmission de données par fibre optique plastique, les capteurs, et d'un point de vue plus fondamental éclairer sur la photophysique des émetteurs ou la nature des interactions intermoléculaires.

Nos travaux dans ce cadre portent sur l'étude et la comparaison de l'anisotropie de polarisation en régime d'émission spontanée (fluorescence) et d'émission stimulée (en configuration laser VEC SOL pour *Vertical External Cavity Surface Emitting Organic Laser*, cf. figure 1 et [4]) dans des colorants organiques DCM et Pyrrométhène 650 insérés dans une matrice solide de PMMA, pour deux longueurs d'onde de pompe (355 et 532 nm).

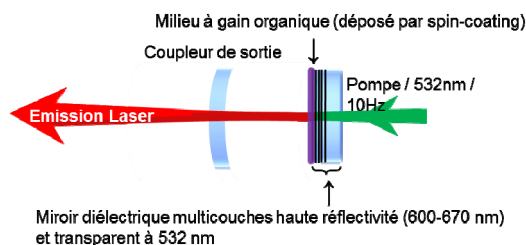


Figure 1. Schéma d'un VEC SOL pompé à

Une étude systématique de l'influence de chacun de ces paramètres sur la polarisation de l'émission lumineuse a été menée *via* la mesure du taux de polarisation P défini par $P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}$ où $I_{\parallel}$ et $I_{\perp}$ sont

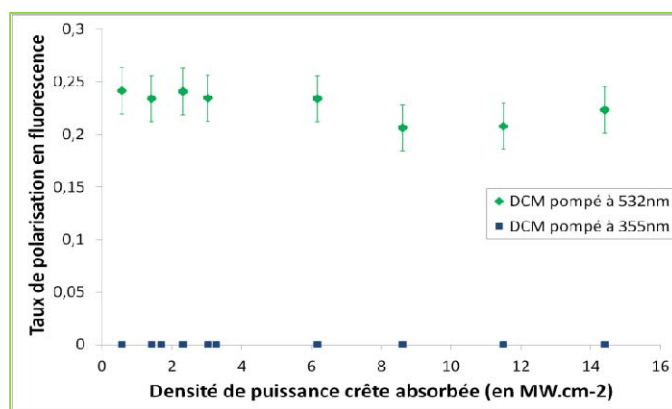


Figure 2. Influence de l'énergie de pompage sur la polarisation de la fluorescence, ici pour le DCM.

respectivement l'intensité dans la direction parallèle et perpendiculaire à la polarisation de la pompe. La fluorescence est complètement dépolarisée ($P=0$) lorsque l'excitation se fait dans l'état

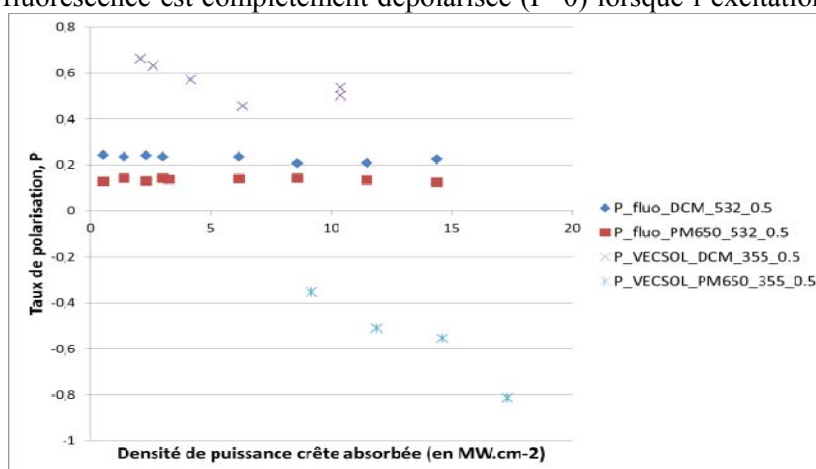


Figure 3. Quelques résultats sur les expériences de polarisation en régime d'émission spontanée (« P_fluo ») et stimulée (« P_VECSOL »)

S2, à 355 nm (voir l'ex. du DCM, fig. 2). Nous avons ensuite comparé le taux de polarisation en régime d'émission spontanée (sans cavité) et stimulée (en cavité laser au-dessus du seuil, fig. 3) en fonction de la puissance absorbée. Alors que le degré de polarisation de fluorescence pour le DCM est constant autour de 0.2 sous excitation dans le premier état singulet S1 (à 532 nm), on observe qu'en régime d'émission stimulée, la polarisation du laser VECSOL est complète, linéaire et parallèle à la polarisation de la pompe ($P = 1$). La longueur d'onde de pompe influence aussi grandement le degré de polarisation du laser : lorsqu'on pompe dans l'état S2 (dans l'UV à 355 nm) un film de Pyrromethene 650, la fluorescence est partiellement polarisée avec une composante majoritaire dans la direction de la pompe ($P \approx 0.15$), tandis que l'émission laser est plus fortement polarisée avec une composante majoritaire orthogonale à la polarisation de la pompe ($P < -0.4$). Des pistes pour l'interprétation de ces résultats sont à l'étude et seront présentées.

RÉFÉRENCES

- [1] Sébastien Chénais and Sébastien Forget, „Recent advances in solid-state organic lasers“ - Polymer International - 61: 390–406.DOI: 10.1002/pi.3173 (2012)
- [2] Bernard VALEUR, *Invitation à la fluorescence moléculaire*, édition de boeck, 2004.
- [3] I. Gozhyk, G. Clavier, R. Meallet-Renault, M. Dvorko, R. Pansu, J.-F. Audibert, A. Brosseau, C. Lafargue, V. Tsvirkun, S. Lozenko, S. Forget, S.Chenais, C. Ulysse, J. Zyss, M. Lebental, „Polarization properties of solid-state organic lasers“ Physical Review A, vol.86, 043817 (2012)
- [4] H. Rabbani-Haghighi, S. Forget, A. Siove, S. Chenais, „Highly-efficient, diffraction-limited laser emission from a Vertical External Cavity Surface-emitting Organic Laser“ Opt. Lett., 35, 12, 1968-1970 (2010)

DEVELOPPEMENT D'UN OSCILLATEUR PARAMETRIQUE OPTIQUE MONOFREQUENCE ET RAPIDEMENT ACCORDABLE SUR 2.25 THz DANS LE MIR : APPLICATION A LA SPECTROSCOPIE D'ABSORPTION DU METHANE

Marcio Lopez¹, Rym Bouchendira¹, Jérémie Courtois¹, Malo Cadoret¹, Jean-Jacques Zondy¹

¹Laboratoire Commun de Métrologie LNE-CNAM, 61 rue du Landy, 93210 La Plaine Saint-Denis,
France

malo.cadoret@cnam.fr

RÉSUMÉ

Nous avons développé un spectromètre laser infra-rouge à 3.3 μ m, basé sur un oscillateur paramétrique optique (OPO) simplement résonant (SRO), balayable continûment (sans saut de mode) sur un intervalle spectral de 2,25 THz (75 cm⁻¹) en 0.5 s (4.5 THz/s). Les performances de la source sont démontrées à l'aide d'une spectroscopie d'absorption de la bande ν_3 de CH₄.

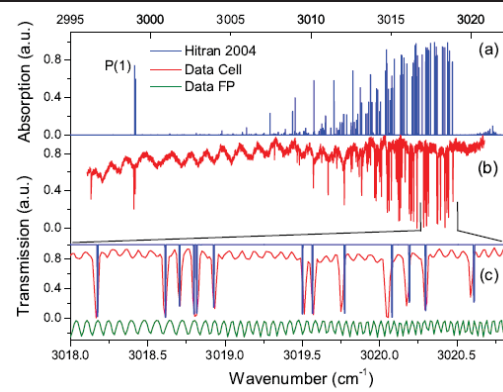
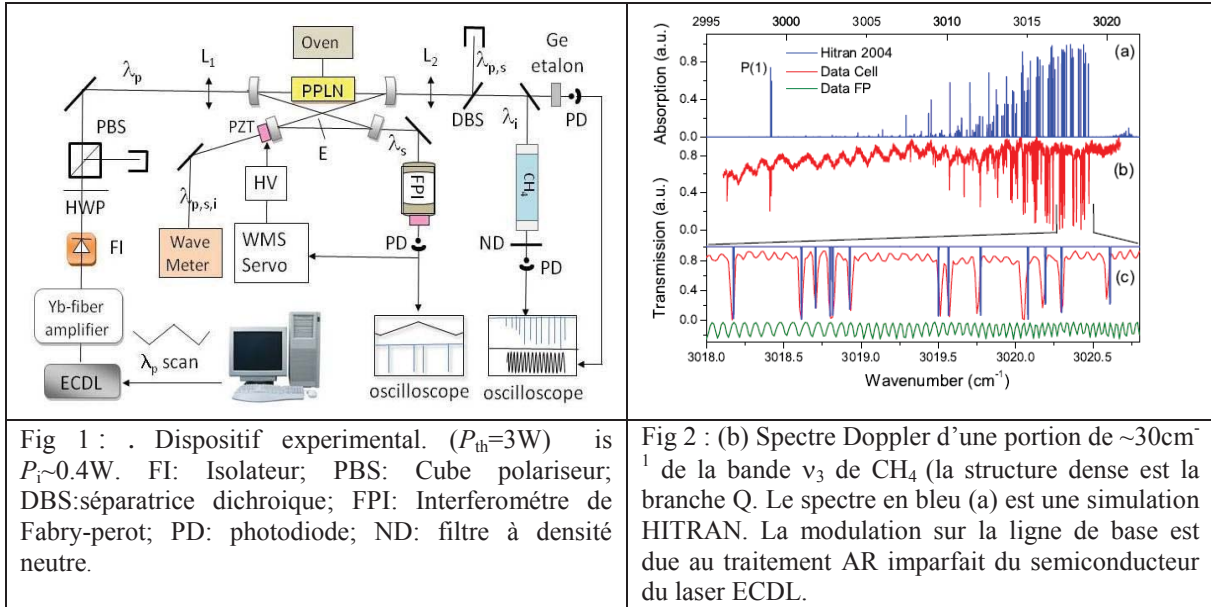
MOTS-CLEFS : *optique non-linéaire ; oscillateur paramétrique optique ; spectroscopie*

1. INTRODUCTION

Le domaine du MIR (Moyen infrarouge) est particulièrement intéressant puisqu'il correspond à la région dite « d'empreintes digitales » du spectre électromagnétique où de nombreuses molécules possèdent de fortes raies rovibrationnelles d'absorption. Il est par conséquent important de bénéficier de sources lasers continues et accordables, en particulier dans la région 3-4 μ m pour venir sonder certaines molécules d'intérêt atmosphérique et environnemental comme le méthane sur leur bande de transition fondamentale. Pour ce faire un SRO utilisant un cristal de niobate de lithium périodiquement polarisé (PPMgCLN) et pompé à $\lambda_p=1064$ nm constitue une source idéale pour la spectroscopie IR moyenne ou haute résolution pourvu que l'on arrive à garantir le caractère monofréquence de son émission. Dans un SRO, le balayage sans saut de mode de l'onde complémentaire (*idler*) est aisément obtenue par balayage de l'onde pompe : la longueur de cavité étant inchangée, la fréquence de l'onde résonante *signal* reste fixe, permettant ainsi le transfert total de l'excursion pompe vers l'*idler*. Jusqu'à aujourd'hui, la plus grande plage de balayage jamais obtenue avec un SRO pompé à 1064 nm a été de 900 GHz (30 cm⁻¹) [1] par balayage synchrone de la température T du PPMgCLN et de la longueur d'onde de pompe λ_p , de façon à maintenir un accord de phase parfait du processus non linéaire [$\Delta k(T, \lambda_p) = 0$]. Un tel processus de balayage faisant appel à un changement de température du cristal est par conséquent très lent, et peut par ailleurs induire des sauts de mode intempestifs. A l'inverse lorsqu'on ne balaye que λ_p (à T constant) la plage spectrale *idler* maximale est limitée par la variation de l'accord de phase $\Delta k(\lambda_p)$ dont dépend le gain paramétrique de l'onde signal. Lorsque l'interaction non linéaire est dite *non critique* (i.e. $\partial \Delta k / \partial \lambda_p = 0$) l'excursion pompe tolérée avant que l'onde signal ne saute de mode peut être très étendue. Nous présentons dans cette communication un balayage mono-fréquence et ultra-rapide (4.5THz/s) sans précédent sur 2,25 THz à 3.3 μ m en utilisant un balayage de λ_p à T constant. Cette performance repose d'une part sur l'utilisation d'un laser de pompe constitué par une diode laser ECDL commerciale accordable sans sauts de mode sur 20 nm, à des vitesses de balayage pouvant atteindre 6 THz/s (réduisant ainsi la probabilité qu'un saut de mode du SRO puisse se produire au cours du balayage pompe) et d'autre part sur les propriétés dispersives du PPMgCLN pompé à une longueur d'onde proche de $\lambda_p=1063$ nm [2] pour laquelle le processus non linéaire est quasi non critique ($\partial \Delta k / \partial \lambda_p \approx 0$).

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le dispositif expérimental du spectromètre OPO est représenté sur la figure 1. Il se distingue de la plupart des dispositifs rapportés dans la littérature par son laser de pompe (diode laser ECDL New Focus *Velocity* Model 6300-LN). La longueur d'onde de pompe peut être contrôlée électroniquement via une interface GPIB. Ce laser ECDL est amplifié par une fibre dopée à l'Ytterbium (Yb:fibre), fournissant jusqu'à 10W de puissance. Le seuil d'oscillation du SRO est de 3 W et pour les applications spectroscopiques l'OPO est pompé à 2 fois son seuil, fournissant ~500-600mW de puissance idler à ~3 μ m. Une fraction de l'onde idler traverse une cellule contenant 0.5 mbar de méthane (CH₄) et l'autre fraction est envoyée sur un étalon solide Ge à des fins de calibration relative des spectres ainsi que pour contrôler le caractère continu du balayage.



3. RESULTATS

Nous présentons à titre d'exemple sur la figure 2. un spectre instantané continu de 30 cm⁻¹ correspondant à l'entière de la branche Q de la bande ν_3 du méthane. Les franges d'un étalon Ge enregistrées de façon synchrones (en vert) démontrent la continuité du balayage. Nous avons également pu acquérir avec cette technique, des spectres Doppler de la branche R de la bande ν_3 sur ~70 cm⁻¹ [3].

CONCLUSION

Il s'agit de la première démonstration au niveau mondial d'un balayage monofréquence sur une plage spectrale aussi importante (>70 cm⁻¹), obtenue par un spectromètre OPO. Cette source permettra de sonder les bandes ro-vibrationnelles de liaisons C-H, N-H ou O-H entre 3 et 4 μ m.

REFERENCES

- [1] X.Hong, X.Shen, M. Gong, and F. Wang, Opt. Lett. 37, 4982 (2012)
- [2] R. Das, S.C. Kumar, G.K. Samanta and M. Ebrahim-Zadeh, "Broadband, high power, continuous-wave, mid-infrared source using extended phase-matching bandwidth in MgO:PPLN", Opt. Lett. **34**, 3836 (2009).
- [3] J. Courtois, R. Bouchendira, M. Cadoret, I. Ricciardi, S. Mosca, M. De Rosa, P. De Natale and J.-J Zondy, "High speed multi-THz-range mode-hop-free tunable mid-IR laser spectrometer" Opt Lett (accepted May 2013). http://www.opticsinfobase.org/ol/upcoming_pdf.cfm?id=187982

DICHOÏSME MAGNÉTIQUE CIRCULAIRE POUR L'ÉTUDE DU MOMENT ANGULAIRE DE LA LUMIÈRE

Renaud Mathevet¹, Bruno Viaris de Lesegno², Laurence Pruvost², and Geert L. J. A. Rikken¹

¹ LNCMI-T, CNRS-INSA-UJF-UPS, Université de Toulouse, 31062 Toulouse, France

² Laboratoire Aimé Cotton, CNRS/Univ. Paris-Sud/ENS-Cachan, 91405 Orsay, France

renaud.mathevet@lncmi.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Le dichroïsme circulaire est l'absorption différentielle des composantes polarisées circulaire droite et gauche de la lumière. Il se rencontre naturellement pour des composés chiraux. Un champ magnétique externe permet de briser la symétrie de systèmes achiraux qui peuvent manifester alors un Dichroïsme Magnétique Circulaire (DMC). Nous présentons deux expériences utilisant cet effet dans des cristaux de Nd-YAG autour de 808 nm, chacune relative à un type de moment angulaire de la lumière: intrinsèque ou orbital.

MOTS-CLEFS : *dichroïsme magnétique circulaire; moment angulaire orbital de la lumière.*

1. POLARISATION D'UN FAISCEAU FOCALISÉ

On considère un faisceau gaussien de divergence θ se propageant selon l'axe Oz . Il est asymptotiquement polarisé linéairement dans le plan xOz (voir Fig. 1-a).

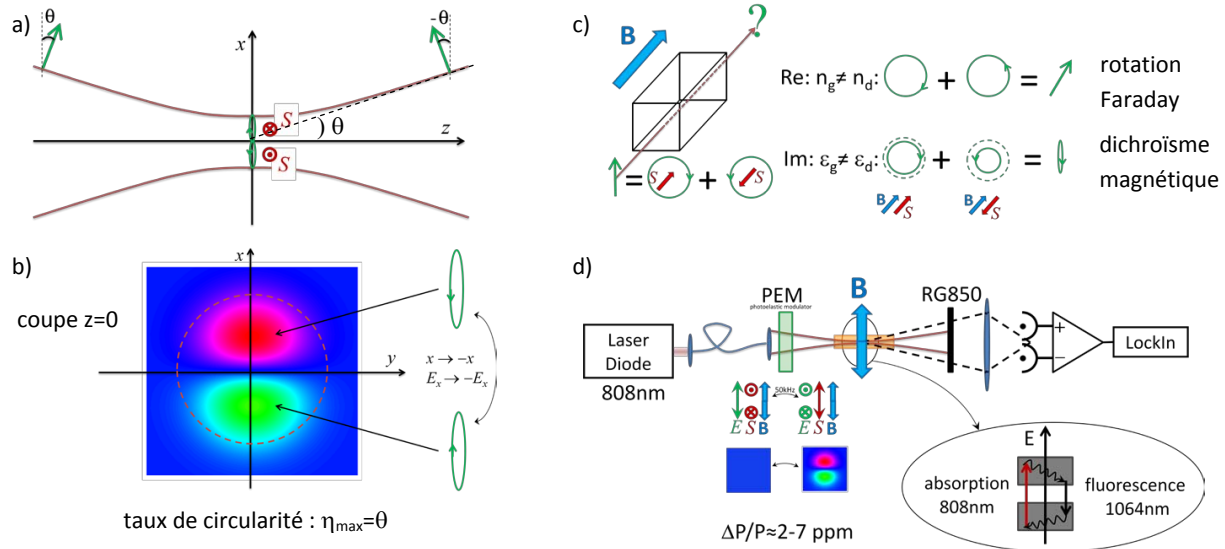


FIGURE 1 : a) Faisceau gaussien de divergence θ , asymptotiquement polarisé linéairement dans le plan de la figure. b) Taux de circularité η de l'onde (du vert $\eta = -\theta$ au rouge $\eta = +\theta$). c) Effet Faraday et dichroïsme circulaire magnétique. d) Dispositif expérimental.

Lors de la propagation, la polarisation tourne de θ à $-\theta$ pour la partie $x > 0$ du faisceau et inversement pour sa partie $x < 0$. On a donc $\partial E_z / \partial z \neq 0$. On montre alors [1] que dans la zone de Rayleigh le faisceau acquiert une composante circulaire, *perpendiculaire* au plan xOz et anti-symétrique par rapport à $x = 0$ (Fig. 1-b). Localement, la densité de moment angulaire intrinsèque associée est donc *perpendiculaire* à la direction de propagation. Le moment angulaire intrinsèque total, obtenu par intégration sur la section du faisceau, reste toutefois nul quelque soit z .

Le dichroïsme circulaire est la différence d'absorption des composantes polarisées circulaire droite et gauche de la lumière elles-mêmes associées au *spin* ou à l'hélicité des photons. Le dichroïsme circulaire est associé à la partie imaginaire de l'activité optique induite par un champ magnétique tandis que sa partie réelle (biréfringence) donne lieu à l'effet Faraday bien connu (Fig. 1-c).

Enfin, la Fig. 1-d présente un schéma de l'expérience. Le faisceau d'une diode laser émettant autour de 808 nm est injectée dans une fibre monomode qui sert de filtre spatial. Sa polarisation est ensuite basculée alternativement ($f_p \simeq 100$ kHz) par un modulateur photoélastique (PEM) entre les directions perpendiculaire et parallèle au champ magnétique B pour lesquelles l'effet est respectivement maximal et nul. Le champ magnétique est lui-même modulé à $f_B \simeq 2$ kHz. Le point de focalisation du faisceau à l'intérieur d'un cristal de Nd-YAG est imagé sur un détecteur à deux cadrans. La différence d'absorption entre les parties $x > 0$ et $x < 0$ se traduit par une différence de fluorescence et donc de photocourants démodulée par deux détections synchrones avec f_p puis f_B .

2. DICHROÏSME MAGNÉTIQUE ORBITAL[3]

Les faisceaux de Laguerre-Gauss possèdent un terme de phase $e^{i\ell\phi}$ où ϕ représente l'azimut autour de l'axe de propagation moyen et $\ell \in \mathbb{Z}$ est l'ordre du mode (Fig. 2-a). Ils sont générés à l'aide d'un modulateur spatial de lumière, dispositif contenant une matrice à cristaux liquides qui imprime la phase désirée sur le front d'onde du faisceau incident (Fig. 2-c). A ces faisceaux il est associé un moment angulaire orbital autour de l'axe $L = \ell\hbar$. Par analogie avec le dichroïsme magnétique circulaire, nous avons recherché un dichroïsme magnétique orbital. Les situations sont en effet identiques du point de vue des symétries et des ordres de grandeur mis en jeu (Figs. 2-b et 1-c). L'expérience montre toutefois que celui-ci est au moins 4 ordres de grandeur plus faible (Fig. 2-d).

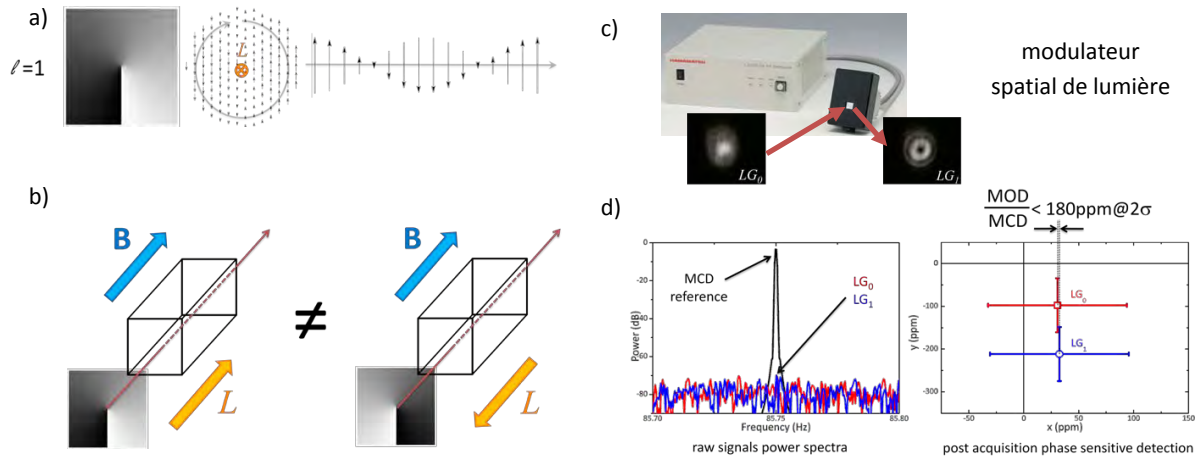


FIGURE 2 : a) Phase dans le plan transverse d'un faisceau $\ell = 1$ (du noir au blanc de 0 à 2π). Lors d'un trajet autour de l'axe du faisceau la polarisation est en tout point rectiligne ; seule la phase, et donc l'amplitude à un instant donné, varie. b) Du point de vue des symétries, les situations pour un champ B donné et $L = \pm\hbar$ sont différentes de même que pour $S = \pm\hbar$ dans la Fig. 1-c. c) Les faisceaux de différents ℓ sont générés à l'aide d'un modulateur spatial de lumière. d) Les mesures montrent que le dichroïsme magnétique orbital (MOD) est au moins 4 ordres de grandeurs plus faible que le dichroïsme magnétique circulaire (MCD).

RÉFÉRENCES

- [1] Davis, L. W., "Theory of Electromagnetic Beams", *Phys. Rev. A*, vol. 19, p. 1177, 1979.
- [2] Yang, Nan and Cohen, Adam E., "Local Geometry of Electromagnetic Fields and Its Role in Molecular Multipole Transitions", *J. Phys. Chem. B*, vol. 115, p. 5304, 2011.
- [3] R. Mathevet, B. Viaris de Lesegno, Laurence Pruvost, and Geert L. J. A. Rikken, "Negative experimental evidence for magneto-orbital dichroism", *Optics Express*, vol. 21, p. 3941, 2013.

Laser organique à cavité externe ultra-compact, monomode spatial et spectral, avec un miroir de Bragg volumique

Oussama Mhibik^{1,2}, Sébastien Forget^{1,2} et Sébastien Chénais^{1,2}

Dan Ott³, Marc SeGall³, Ivan Divliansky³, George Venus³, et Leonid Glebov³

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

² CNRS, UMR 7538, LPL, F-93430, Villetaneuse, France

³ CREOL, The College of Optics and Photonics, University of Central Florida, P.O. Box 162700, Orlando, Florida 32816-2700, USA

Corresponding author: Oussama.mhibik@univ-paris13.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un laser organique à base de film mince, à cavité externe, utilisant un miroir de Bragg volumique (VBG) comme coupleur de sortie. Nous démontrons ainsi qu'il est possible d'obtenir un fonctionnement monomode, à la fois spatial et spectral. La largeur de raie, déduite d'une mesure de longueur de cohérence, est < 600 MHz. La très grande sélectivité angulaire du VBG permet d'obtenir un faisceau laser limité par la diffraction au sein d'une cavité plan-plan instable, ce qui ouvre une voie originale vers de nouveaux types de lasers à cavité instable.

MOTS-CLEFS : *Laser organique ; Miroir de Bragg volumique*

Les lasers solides visibles à base de cristaux semi-conducteurs inorganiques dominent le marché du laser en raison de leur efficacité, leur fiabilité et leur compacité, mais ils ne fonctionnent qu'à des longueurs d'onde fixes ou avec une plage d'accord limitée à quelques nm. Cependant, pour des applications telles que la spectroscopie, la mesure à distance ou la biophotonique, une agilité en longueur d'onde dans le spectre visible est souhaitable. À cet égard, les lasers solides à base de colorants ou de semi-conducteurs organiques présentent un grand intérêt, en particulier lorsque le milieu de gain prend la forme d'un *film mince*, qui peut alors être produit à un coût de fabrication très faible.

Parmi les architectures laser existantes [1] pour les lasers organiques pompés optiquement, les cavités externes permettent d'obtenir une excellente efficacité optique-optique et une qualité de faisceau parfaite, c'est-à-dire limitée par la diffraction ($M^2=1$). Néanmoins, dans la plupart des cas, ce ne sont pas des films minces qui sont utilisés mais des matériaux massifs dont les techniques de fabrication sont complexes et qui nécessitent une étape de polissage [2]. Récemment, nous avons démontré un laser organique à cavité externe et à émission par la surface, baptisé VEC SOL (Vertical External Cavity Surface-emitting Organic Laser en référence aux VECSELs, qui réunit simplicité de fabrication, excellente efficacité (jusqu'à 60%) et faisceau de sortie limité par la diffraction [3]. Toutefois, le spectre d'émission d'un VEC SOL n'est pas monochromatique mais composé de plusieurs pics larges, le milieu à gain étant peu discriminant et la couche active déposée sur le miroir de fond de cavité (voir figure 1) agissant comme un étalon intracavité. De plus, s'il est aisé d'augmenter l'énergie de sortie du VEC SOL (jusqu'au mJ) en augmentant la taille du spot de pompe pour conserver une densité d'énergie incidente sur le milieu organique constante, cela se fait au détriment de la qualité spatiale du faisceau laser émis.

Dans cet article, nous montrons qu'il est possible d'améliorer à la fois la qualité spectrale (jusqu'à une émission monomode) et spatiale ($M^2=1$ même pour de grands modes laser) d'un VEC SOL compact (longueur de cavité < 1 cm) grâce à l'utilisation de réseaux de Bragg volumiques (VBGs).

Les VBGs sont enregistrés dans un verre photo-thermo-réfractif (PTR). Ils ont suscité récemment de nombreux travaux en raison de leur polyvalence et de leurs propriétés optiques uniques telles qu'une très grande sélectivité spectrale et angulaire, une haute efficacité de diffraction, une bonne stabilité thermique, ainsi qu'une transparence élevée sur une grande gamme de longueurs d'ondes et un haut seuil de dommage laser (typiquement > 40 J/cm²) [4,5]. La figure 1 montre le dispositif expérimental du système VEC SOL intégrant un VBG comme coupleur de sortie. Il est constitué d'un miroir plan diélectrique hautement réfléchissant ($R > 99,5\%$ dans la plage 600-660 nm), sur lequel un film amorphe (~ 18 μ m d'épaisseur) de poly (méthacrylate de méthyle) (PMMA) dopée avec 1% de Rhodamine 640 est directement déposé par dépôt à la tournette. Le VBG de 8 mm d'épaisseur présente une efficacité de diffraction $\sim 98\%$ à 632,8 nm. L'ensemble est pompé par un laser Nd:YAG doublé en fréquence (20 ns, 10 Hz, 532 nm) focalisé sur la couche active sur un diamètre de 200 μ m. Dans cette configuration, un faisceau limité par la diffraction ($M^2 = 1,09$) (Fig. 1) est obtenu, avec un rendement optique-optique de 11%. Une image typique du profil de faisceau TEM₀₀ mesurée à la sortie du laser est représentée figure 1. La cavité n'est pas ici stabilisée par lentille thermique ou par un autre effet de lentille, le remplacement du VBG par un coupleur diélectrique plan conduisant à un profil de faisceau très dégradé ($M^2 \sim 74$). Il s'agit donc bien d'un laser opérant en cavité instable et limité par la diffraction grâce à la sélectivité angulaire extrêmement fine (21 mrad FWHM) du VBG.

Le spectre d'émission du laser est enregistré par un spectromètre (Jobin Yvon SPEX 270M) et représenté sur la figure 2. Sa largeur correspond à la résolution du spectromètre de 80 pm. Afin de quantifier correctement la largeur de la raie laser, nous avons mesuré la longueur de cohérence avec un interféromètre de Michelson en faisceaux légèrement obliques. La visibilité des franges centrales de coin d'air, représentée sur la figure 2, présente une décroissance mono-exponentielle en fonction de la différence de chemin optique. Avec cette méthode, nous avons mesuré une longueur de cohérence à 1/e de 460 mm soit une largeur spectrale d'environ 600 MHz FWHM correspondant à une émission clairement monomode longitudinale.

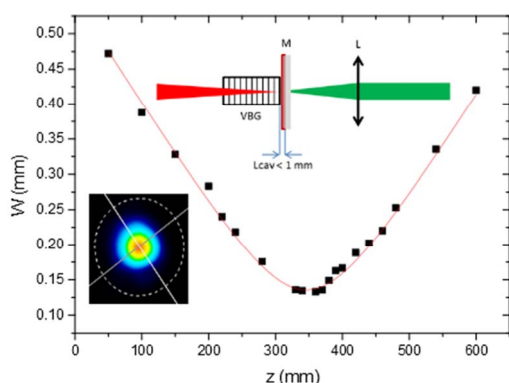


Fig.1 : mesure de facteur M^2 . En insert, en haut : schéma de la cavité. En bas : profil du faisceau.

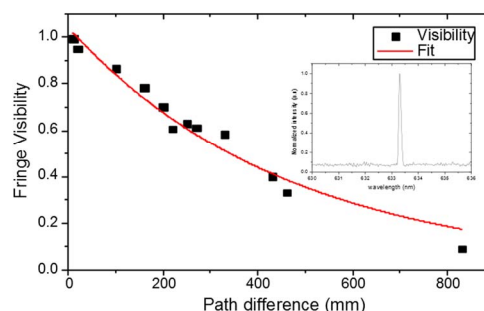


Fig.2 : Visibilité des franges d'interférence de coin d'air de Michelson, en fonction de la différence de chemin optique.

- [1] S. Chénais and S. Forget, "Recent Advances in Solid-State Organic Lasers", Polym. Int. **61**, 390 (2012).
- [2] W. Hu, Hui Ye, C. Li, Z. Jiang, and F. Zhou, "All-solid-state tunable DCM dye laser pumped by a diode-pumped Nd:YAG laser", Appl. Opt. **36**, 579 (1997).
- [3] H. Rabbani-Haghighi, S. Forget, S. Chénais, A. Siove, "Highly efficient, diffraction-limited laser emission from a vertical external-cavity surface-emitting organic laser", Opt. Lett. **35**, 1968 (2010).
- [4] O. M. Efimov, L. B. Glebov, L. N. Glebova, K. C. Richardson, and V. I. Smirnov, "High-efficiency bragg gratings in photothermorefractive glass," Appl. Opt. **38**, (1999).
- [5] O. M. Efimov, L. B. Glebov, and V. I. Smirnov, "High-frequency Bragg gratings in a photothermorefractive glass," Opt. Lett. **25**, 1693 (2000).

CONCEPTION, PROPRIÉTÉS ET COHÉRENCE DES VECSELS MONOFRÉQUENCE TEM₀₀ EN POMPAGE ÉLECTRIQUE.

A. Michon², A. Laurain¹, M. Sellahi¹, G. Beaudoin², E. Cambril², M. Myara¹, I. Sagnes² and A. Garnache¹

¹ Institut d'Electronique du Sud, CNRS UMR5214, Université Montpellier 2, France

² Laboratoire de Photonique et Nanostructures, CNRS UPR20, 91460 Marcoussis, France

arnaud.garnache@ies.univ-montp2.fr

RÉSUMÉ

Nous proposons un design de VeCSEL pompé électriquement. Celui-ci permet de surpasser de plusieurs ordres de grandeur la plupart des caractéristiques des diodes laser et en particulier des VCSELS, avec des puissances élevées (50mW) avec un faisceau TEM₀₀ à la limite de diffraction, une polarisation linéaire, un fonctionnement monofréquence (SMSR > 37dB), avec un fonctionnement faible bruit (classe A) et une largeur de raie étroite (< 50kHz sur 1ms).

MOTS-CLEFS : VeCSEL ; pompage électrique ; haute cohérence ; faible bruit

1. OBJECTIFS ET MOTIVATIONS

Bien qu'affichant des propriétés remarquables (qualité de faisceau, régime monofréquence, compacité), les diodes laser à émission verticale (VCSEL : Vertical Cavity Surface Emitting Laser) sont limitées physiquement car elles reposent sur un fonctionnement par guide d'onde (induit thermiquement). Le résultat est une puissance réduite (< 5mW) en régime TEM₀₀ avec une faible durée de vie du photon limitant les propriétés de cohérence temporelle (largeur de raie > 10MHz, bruit d'intensité élevé). Ces limites peuvent être largement dépassées par l'exploitation d'une cavité externe stable optiquement, débouchant sur un design de type VeCSEL (Vertical External Cavity Surface Emitting Laser). En effet, les VeCSELS pompés optiquement (OP-VeCSELS) sont connus pour leurs propriétés de cohérence à forte puissance [1, 2]. Afin d'associer dans un même composant les bénéfices d'une cavité externe et la compacité permise par les diodes laser, nous proposons ici un design de VeCSEL pompé électriquement (EP-VeCSEL), mesurons ses caractéristiques et étudions ses propriétés de cohérence.

2. DESIGN, TECHNOLOGIE ET CARACTÉRISTIQUES

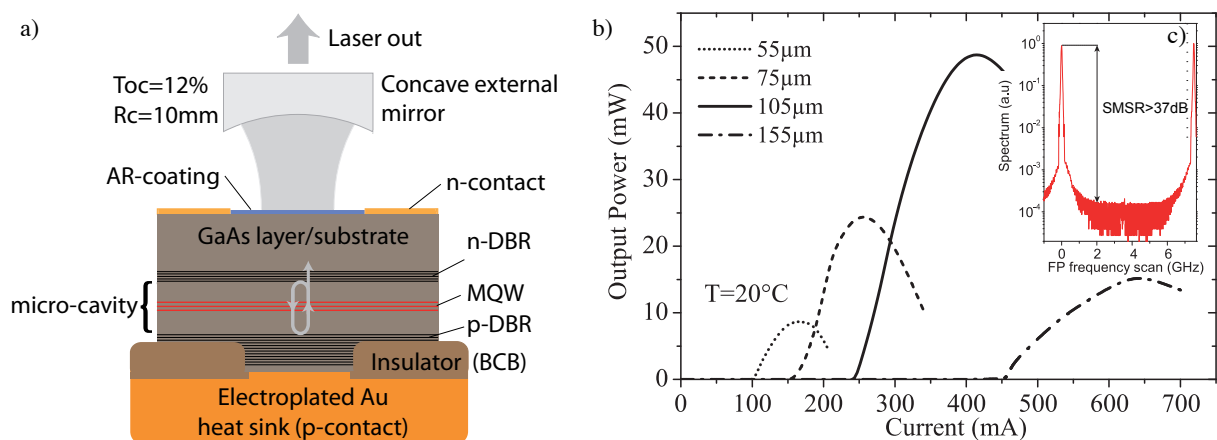


FIGURE 1 : Design proposé (a), puissance (b) et spectre obtenu par Fabry-Perot scan(c)

Pour atteindre un régime TEM_{00} à forte puissance, une distribution assez homogène des porteurs doit être obtenue sur un large mesa ($> 50\mu m$) avec une faible impédance thermique. Pour cette raison, nous avons choisi une configuration "bottom emitting" (fig. 1-a), avec un contact-disque en or déposé au niveau du DBR de face arrière (contact p) et un contact annulaire déposé sur le substrat (contact n). Le substrat se trouve alors intracavité et impose des pertes assez élevées. Pour cette raison le substrat a été supprimé et remplacé par une couche de contact (dopée n) de $5\mu m$, réalisée par épitaxie ; de plus, le gain a été renforcé par la réalisation d'une microcavité, obtenue en déposant quelques paires de DBR du côté n. Le gain ainsi obtenu est de l'ordre de 20%, permet un fonctionnement avec un seuil bas, et joue aussi le rôle de filtre spectral. La cavité est alors refermée autour d'un gap d'air (typiquement 7 mm) avec un miroir diélectrique du commerce (transmission = 12%), formant une cavité optiquement stable.

Nous avons pu extraire des puissances allant jusqu'à $50mW$ (fig. 1-b), un fonctionnement TEM_{00} (fig. 2-a), une polarisation linéaire (taux d'extinction de la polarisation perpendiculaire $> 20dB$, limité par la mesure) et un spectre monofréquence avec un $SMSR > 37dB$ limité par la mesure (fig. 1-c).

3. COHÉRENCE TEMPORELLE

Les EP-VeCSELs testés démontrent un fonctionnement faible bruit avec un régime dynamique de classe A pour le bruit d'intensité et une fréquence de coupure de l'ordre de 200 MHz, au delà de laquelle le bruit est au shot-noise (vs résonance de classe B à quelques GHz pour un VCSEL). La limite de Schawlow-Townes est 5 ordres de grandeurs plus faible que pour un VCSEL en microcavité (fig. 2-b).

Parallèlement, les technologies laser pompées électriquement sont très intéressantes car il est possible de fournir au laser un courant dont le bruit relatif est très faible (sous-poissonien) par rapport au bruit apporté par une pompe optique. Toutefois il faut aussi considérer les effets du transport électronique (effets de pièges) dans la puce à semiconducteur, apportant du bruit aux basses fréquences. Ce bruit trouve son origine dans des variations localisées de la densité de porteurs qui elle-même va induire des variations directes de la puissance optique, ainsi que des variations d'indice qui vont conduire à du bruit de fréquence. Malgré cela, nous obtenons un bruit de fréquence très faible, débouchant sur une largeur de raie $< 50kHz$ pour des temps de $1ms$.

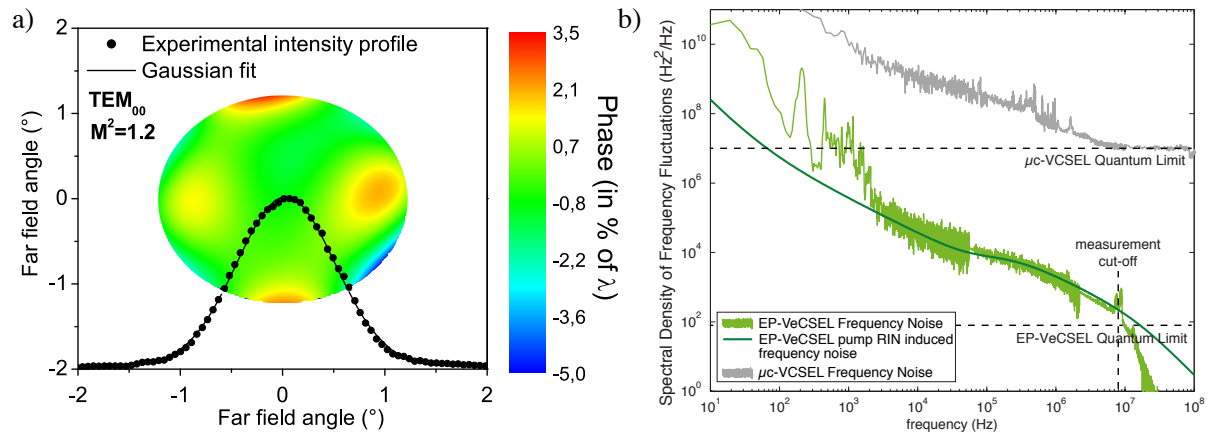


FIGURE 2 : (a) Carte du front de phase (variation RMS $< 2\lambda/100$) démontrant une haute qualité de faisceau (b) bruit de fréquence, correspondant à une largeur de raie $< 50kHz$ pour $1ms$ de temps d'intégration

- [1] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache. Multiwatt-power highly-coherent compact single-frequency tunable vertical-external-cavity-surface-emitting-semiconductor-laser. *Optics Express*, 14(18) :14631, July 2010.
- [2] A. Laurain, M. Scheller, T. Wang, J. Hader, J. Moloney, B. Heinen, B. Kunert, and W. Stolz. Recent advances in power scaling of high-power optically-pumped semiconductor lasers for ultrashort pulse generation and continuous wave single frequency operation. *Defense Security+ Sensing*, 16 :280, 2013.

SPECTROSCOPIE DE MICRO-RÉSONATEURS À MODES DE GALERIE DOPÉS ERBIUM

Alphonse Rasoloniaina¹, Vincent Huet¹, Michel Mortier², Yannick Dumeige¹ et Patrice Féron¹

¹ Université Européenne de Bretagne, CNRS UMR 6082 FOTON, 6 rue de Kerampont, 22300 Lannion

² LCMCP, UMR CNRS 7574, ENSCP, 11 rue Pierre et Marie Curie, 75231 Paris Cedex

patrice.feron@enssat.fr, yannick.dumeige@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Des micro-lasers à modes de galerie en verres fluorés (ZBLALiP) dopés Erbium sont utilisés sous leur seuil comme résonateurs très sélectifs en fréquence. Le facteur de qualité intrinsèque de ces micro-résonateurs est mesuré en utilisant une méthode de "cavity ring down". Des facteurs de qualité jusqu'à 10^{10} ont pu être ainsi mesurés dans une microsphère de $220 \mu\text{m}$ de diamètre. Ce type de dispositif pourrait permettre d'intégrer des fonctions de ligne à retard ou des filtres très sélectifs pour des applications opto-hyperfréquence.

MOTS-CLEFS : Micro-résonateur à modes de galerie ; Facteur de qualité ; Micro-lasers.

1. INTRODUCTION

Les micro-résonateurs optiques à modes de galerie de fort facteur de qualité ($Q > 10^8$) présentent un grand intérêt dans les domaines de la métrologie, l'optoélectronique ou la physique fondamentale [1, 2]. Ils trouvent par exemple des applications comme filtre optique, convertisseur de fréquences non-linéaire à très faible seuil, capteur ultra-sensible ou comme laser intégré de très grande cohérence. Plusieurs méthodes sont utilisées pour obtenir des résonateurs à modes de galerie de très haute qualité : fusion et trempe rapide de verres, polissage de matériaux monocristallins ultra-purs ou micro-fabrication de résonateurs intégrés. Dans tous les cas les limitations proviennent la plupart du temps des imperfections de fabrication et de l'absorption résiduelle due à des espèces chimiques piégées à la surface du résonateur. La méthode que nous utilisons pour atteindre de très haut facteurs de qualité consiste à doper le micro-résonateur afin de compenser les pertes liées aux défauts technologiques par du gain optique.

2. PROPRIÉTÉS LINÉAIRES D'UN MICRO-RÉSONATEUR OPTIQUE

La figure 1(a) schématise le micro-résonateur à mode de galerie et sa ligne d'accès. En faisant l'approximation de grande finesse, il est possible d'isoler chaque résonance et de les traiter indépendamment les unes des autres. On peut alors considérer le résonateur comme monomode. Le mode d'amplitude $a(t)$ est caractérisé par la durée de vie du champ τ_0 limitée par les pertes, par le taux de couplage avec la ligne d'accès qui lui est proportionnel à $1/\tau_e$ et par la fréquence angulaire de résonance ω_0 . L'amplitude du signal d'entrée est notée $s_{in}(t)$, on peut alors calculer l'amplitude du signal de sortie $s_{out}(t) = -s_{in}(t) + \sqrt{\frac{2}{\tau_e}}a(t)$ en intégrant [3] :

$$\frac{da(t)}{dt} = \left(j\omega_0 - \frac{1}{\tau} \right) a(t) + \sqrt{\frac{2}{\tau_e}} s_{in}(t), \quad (1)$$

où $\tau = (\tau_0^{-1} + \tau_e^{-1})^{-1}$ est la durée de vie du champ dans la cavité reliée au facteur de qualité par $Q = \omega_0 \tau / 2$. En considérant un signal d'entrée harmonique de la forme : $s_{in}(t) = S_{in} e^{j\omega t}$ et un signal de sortie $s_{out}(t) = S_{out} e^{j\omega t}$, la transmission du résonateur $T(\omega) = |s_{out}/s_{in}|^2$ présente un caractère Lorentzien et la mesure de sa largeur à mi-hauteur $\delta_{1/2}$ permet de déterminer expérimentalement le facteur de qualité du résonateur par $Q = \omega_0 / \delta_{1/2}$. Une autre méthode de mesure du facteur de qualité consiste à utiliser

volontairement un signal d'entrée chirpé de la forme $s_{in}(t) = S_{in}e^{j(\omega_i + \pi V_S t)}$ et de mesurer la réponse transitoire du résonateur. La comparaison de la mesure à l'expression de la transmission donnée par [3] :

$$a(t) = \sqrt{\frac{2}{\tau_e}} S_{in} \exp\left(j\omega_0 t - \frac{t}{\tau}\right) \left[f(t) - f(0) + \frac{1}{j\delta_i + 1/\tau} \right] \quad (2)$$

$$f(t) = -\sqrt{\frac{j\pi}{2V_S}} \exp\left[\frac{-j(2\pi\delta_i - j/\tau)^2}{2V_S}\right] \operatorname{erf}\left(\frac{j/\tau - 2\pi\delta_i - V_S t}{\sqrt{2jV_S}}\right), \quad (3)$$

permet de déduire les valeurs de τ_0 , τ_e ainsi que de la vitesse de balayage V_S (on notera que $\delta_i = \omega_i - \omega_0$). En conclusion, la méthode donne non seulement la valeur du facteur de qualité global Q du résonateur mais également celle du facteur de qualité intrinsèque $Q_0 = \omega_0 \tau_0 / 2$.

3. SPECTROSCOPIE D'UN MICRO-RÉSONATEUR DOPÉ

Cette méthode est appliquée à une microsphère de 220 μm de diamètre en verre ZBLALiP dopé Erbium (0.1 % molaire). Le signal à 1550 nm est couplé au micro-résonateur à l'aide d'une fibre étirée de 1 μm de diamètre [4] alors que le signal de pompe (à 1480 nm) permettant d'obtenir du gain optique est inséré dans la microsphère à l'aide d'un demi-taper. Les résultats de la mesure et de l'ajustement

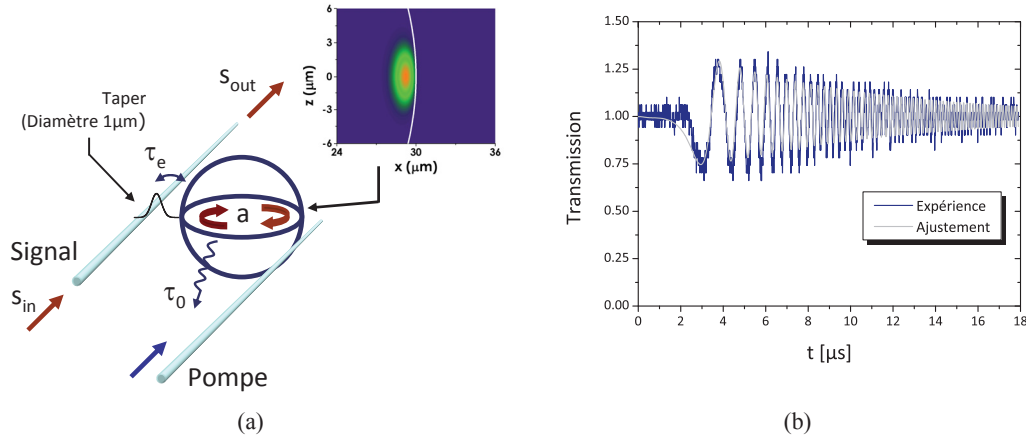


FIGURE 1 : (a) Microsphère à modes de galerie dopée couplée par onde évanescente à deux tapers permettant de coupler le signal et la pompe. (b) Spectre de transmission et son ajustement théorique : Eqs. (2) et (3).

sont présentés dans la figure 1(b); on obtient en comparant le modèle et l'expérience une valeur de $\tau_0 = 17.3 \mu\text{s}$ ce qui correspond à un facteur de qualité $Q_0 = 1.05 \times 10^{10}$.

CONCLUSION

L'utilisation de verres fluorés dopés permet d'obtenir, par simple fusion, des micro-résonateurs dont le facteur de qualité dépasse les 10^{10} . Ce travail est soutenu par l'ANR à travers les projets ORA et CALIN, par le CNES (action R&T SHYRO) ainsi que par la DGA.

RÉFÉRENCES

- [1] K. J. Vahala, *Nature (London)*, vol. 424, p. 839, 2003.
- [2] V. Ilchenko and A. Matsko, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 12, pp. 15 – 32, 2006.
- [3] Y. Dumeige, S. Trebaol, L. Ghiša, T. K. N. Nguyễn, H. Tavernier, and P. Féron, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, pp. 2073–2080, 2008.
- [4] A. Rasoloniaina, S. Trebaol, V. Huet, E. L. Cren, G. N. Conti, H. Serier-Brault, M. Mortier, Y. Dumeige, and P. Féron, *Opt. Lett.*, vol. 37, pp. 4735–4737, 2012.

REGIMES DE SYNCHRONISATION D'UN LASER BIFREQUENCE AUTO-INJECTE

Marco Romanelli, Lihua Wang, Marc Brunel, Marc Vallet

Institut de Physique de Rennes, Université de Rennes 1 – CNRS UMR 6251, Campus de Beaulieu,
35042 Rennes Cedex, France

marco.romanelli@univ-rennes1.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions expérimentalement et numériquement les régimes de synchronisation du battement d'un laser bifréquence sur un oscillateur externe de référence. En plus de l'accrochage de phase classique, nous mettons en évidence un régime de phase bornée : la phase relative oscille au cours du temps, mais la fréquence de l'oscillateur esclave reste accrochée sur celle du maître. La mesure des spectres de bruit de phase montre que la stabilité à long terme est la même dans les deux cas : même si la phase relative n'est pas fixe, la pureté spectrale du maître est reportée sur l'esclave. Ces résultats sont confirmés par des simulations numériques.

MOTS-CLEFS : *synchronisation ; laser bifréquence*

1. INTRODUCTION

Nous avons étudié récemment la possibilité de verrouiller passivement le battement entre les deux modes d'un laser bifréquence sur une référence donnée par un oscillateur local radiofréquence [1]. A cette fin, nous avons mis en œuvre une boucle de rétroaction tout optique, comportant une réinjection décalée en fréquence d'un mode dans l'autre. Cette technique permet d'obtenir un signal d'horloge RF sur porteuse optique, pour des applications en optique micro-onde.

Il est apparu que deux régimes de synchronisation distincts sont possibles. Lorsque la différence de fréquence $\Delta\nu$ entre le battement laser (esclave) et l'oscillateur local (maître) est inférieure à une fréquence f_A déterminée par le taux de réinjection, il y a verrouillage de phase entre les deux oscillateurs, c'est-à-dire que la phase entre le battement et la référence est constante. Pour $\Delta\nu > f_A$, un régime d'accrochage de fréquence sans accrochage de phase apparaît. Dans ce régime, appelé aussi *phase bornée* [2,3], la phase relative n'est pas stationnaire, mais oscille au cours du temps. Cependant aucun des deux oscillateurs ne prend jamais « un tour d'avance » sur l'autre ; l'accrochage en fréquence est donc préservé. Le régime de phase bornée étend la plage de synchronisation au delà de f_A , jusqu'à une valeur f_B du désaccord. f_B est typiquement de l'ordre de $\sqrt{2} f_A$. Enfin, lorsque $\Delta\nu > f_B$, les deux oscillateurs ne sont plus synchronisés, et la phase relative dérive indéfiniment.

Dans cette contribution, nous caractérisons expérimentalement les trois régimes, et comparons les résultats à des simulations numériques.

2. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous utilisons un laser bifréquence Nd:YAG laser émettant à 1064 nm, décrit dans la référence [1]. La cavité laser contient un étalon pour obtenir une émission monofréquence sur les deux polarisations linéaires x et y. Deux lames quart d'onde permettent d'ajuster la fréquence de battement $\nu_y - \nu_x$. Nous choisissons $\nu_y - \nu_x$ autour de 200 MHz. La cavité externe de réinjection contient un modulateur acousto-optique, alimenté par un synthétiseur à la fréquence f_{AO} , et une lame quart d'onde qui permet d'injecter la lumière émise dans la polarisation x sur l'état propre de polarisation y après réflexion sur un miroir. La fréquence optique du faisceau réinjecté est donc égale à $\nu_x + 2f_{AO}$, et le désaccord $\Delta\nu$ entre l'esclave et le maître s'écrit $(\nu_y - \nu_x) - 2f_{AO}$.

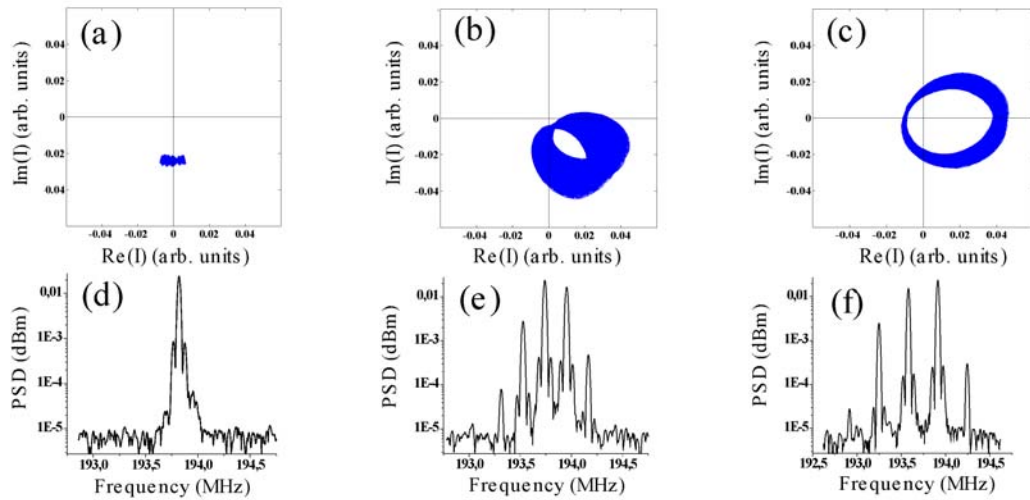


Fig. 1: Diagrammes de Fresnel expérimentaux du signal de battement dans le référentiel tournant à la fréquence $2f_{AO}$, et spectres de puissance correspondants pour les trois régimes. (a,d) $\Delta\nu < f_A$: accrochage de phase ; (b,e) $f_A < \Delta\nu < f_B$: accrochage de fréquence sans accrochage de phase ; (c,f) $\Delta\nu > f_B$: dérive de phase, c.-à-d. absence de synchronisation.

Expérimentalement, on a accès à tout instant à l'amplitude et à la phase du battement généré par les deux modes laser. Il est alors commode de représenter graphiquement ce battement au moyen d'un diagramme de Fresnel, c.-à-d. dans un référentiel tournant à la fréquence de l'oscillateur local. Dans le plan de Fresnel, le régime de verrouillage de phase apparaît comme un point fixe (Fig.1 (a)). Ce point fixe devient un cycle limite qui n'entoure pas l'origine du plan lorsque $\Delta\nu$ devient supérieur à f_A (Fig.1 (b)). Autrement dit, la transition phase constante-phase bornée est une bifurcation de Hopf. Quand $\Delta\nu$ augmente, le cycle limite se rapproche de plus en plus du point origine, jusqu'à le contenir quand $\Delta\nu = f_B$ et puis l'entourer lorsque $\Delta\nu > f_B$ (Fig.1 (c)). Aucun changement qualitatif de la dynamique ne se produit à la transition phase bornée-décrochage complet, comme le mettent en évidence les spectres de puissance aussi (Fig.1 (d-e-f)) ; f_B n'est donc pas un point de bifurcation, contrairement à f_A .

Cependant, la mesure du spectre de bruit de phase du battement montre que sa pureté spectrale est essentiellement la même en régime de phase verrouillée et de phase bornée. Dans les deux cas, la stabilité de phase sur le long terme de l'oscillateur local est reportée sur le battement optique. Au contraire, la transition phase bornée-décrochage complet est marquée par une brusque remontée du bruit de phase, qui devient essentiellement celui du battement en régime « libre ». Ce comportement est confirmé par nos simulations.

CONCLUSION

Les résultats expérimentaux et numériques montrent que le régime de phase bornée est un régime de synchronisation à part entière. La plage de synchronisation est donc bien plus large que l'intervalle $-f_A < \Delta\nu < f_A$ dans lequel la phase relative est constante.

Enfin, nous avons également étudié numériquement un modèle minimal faisant intervenir un oscillateur de van der Pol forcé. Ce modèle montre essentiellement les mêmes comportements, ce qui indique leur robustesse et leur généralité.

REFERENCES

- [1] J. Thévenin, M. Romanelli, M. Vallet, M. Brunel, and T. Erneux, Phys. Rev. A, vol. 86, 033815 (2012).
- [2] B. Kelleher, D. Goulding, B. Baselga Pascual, S. P. Hegarty, and G. Huyet, Phys. Rev. E, vol.85, 046212 (2012).
- [3] S. Wiczorek, B. Krauskopf, T. B. Simpson, and D. Lenstra, Phys. Rep., vol. 416, 1 (2005).

MIROIR DE BRAGG CONCAVE A BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES, POUR LASERS A SEMI-CONDUCTEURS DE HAUTE COHERENCE A CAVITE EXTERNE.

M.S Seghilani¹, M. Sellahi, M.Devautour¹, I. Sagnes², G. Beaudoin², X. Lafosse², L. Legratiet², P. Lalanne³, M. Myara¹ and A. Garnache¹

1. IES-CNRS UMR5214, Université Montpellier 2, 34090 Montpellier, France

2. LPN-CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

3. Laboratoire Photonique, Numérique et Nanosciences, Institut d'Optique-Bordeaux, 33405 Talence, France

RÉSUMÉ

Dans ce travail nous démontrons un miroir de Bragg concave en technologie planaire, à base de cristaux photoniques, pour les lasers à semiconducteur à cavité externe de haute cohérence et de forte puissance. Nous présentons la conception et la caractérisation d'un VCSEL à cavité externe utilisant ce miroir à cristaux photoniques de haute efficacité. Les résultats montrent des performances laser similaires à celles obtenues avec des miroirs diélectriques commerciaux de qualité laser.

MOTS-CLEFS : *VECSEL ; Cristaux Photoniques ; Miroir de Bragg ;*

1. INTRODUCTION

La réalisation des lasers à semiconducteurs de haute cohérence et de forte puissance nécessite l'utilisation des cavités stables et de haute finesse, qui sont généralement réalisées à l'aide des miroirs concaves diélectriques du commerce. Une autre solution est l'utilisation de la lentille thermique [1] mais elle est difficile à contrôler et elle introduit souvent des aberrations dans le faisceau. Par ailleurs les deux solutions sont limitées et ne permettent pas d'ajouter des fonctionnalités au miroir. Dans ce travail nous présentons le design et la réalisation puis la caractérisation, d'un miroir de Braggconcave à CP de haute efficacité et sans aberrations, en technologie III-V planaire. Ce miroir est réalisé à base de cristaux photoniques 2D sur un miroir de Bragg, pour utilisation dans les lasers à semiconducteur à cavité externe de haute cohérence.

2. CONCEPTION ET REALISATION

Nous avons simulé numériquement la structure à cristaux photoniques afin d'obtenir les courbes de dispersion de la phase en fonction du facteur de remplissage donné par le diamètre des trous sur la période du cristal (cf.fig 2b). Ces courbes ont été utilisées par la suite pour obtenir le profil radial du facteur de remplissage correspondant à la fonction qu'on veut introduire dans le miroir. La structure qui porte le cristal photonique a été réalisée par croissance (MOCVD) sur un substrat GaAs, le miroir de Bragg est formé par une alternance de couches AlAs/GaAs la dernière étant une couche de séparation en GaAs. Puis une couche de SiN a été déposée par pulvérisation cathodique ; à la fin, après une lithographie par faisceau d'électrons de la couche SiN les trous de CP ont été obtenus par gravure ionique réactive. La structure à gain ½-VCSEL est réalisée par MOCVD également sur substrat GaAs, le miroir de Bragg est formé par une alternance de couches AlAs/GaAs ; la zone active résonante est une structure à puits quantiques à base de GaInAs/GaAsPémettant à 1µm.

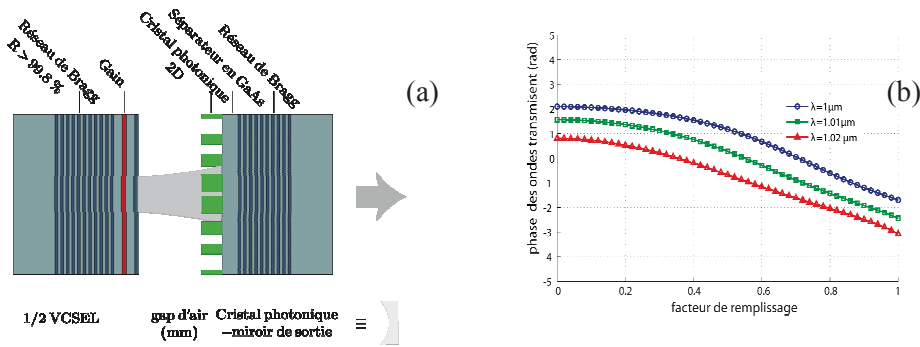


Fig.1 (a) VECSEL de haute cohérence à base d'un miroir de Bragg concave à cristaux photoniques
(b) Courbes de dispersion de la phase du cristal photonique en fonction du facteur de remplissage.

3. CARACTERISATION

La figure 3 montre la structure à CP obtenue avec deux facteurs de remplissage. Nous avons utilisé le miroir concave obtenu avec la structure à gain $\frac{1}{2}$ -VCSEL que nous avons décrit dans la section précédente, pour former un laser accordable mono-mode longitudinal et transversale (TEM_{00}) (cf.fig1 a). Les résultats expérimentaux montrent que les performances laser obtenues sont équivalentes à ceux des VECSELs de haute cohérence à base des miroirs concave diélectrique [1] : une faible densité au seuil de $2.1\text{KW}/\text{cm}^2$, un bon rendement, et un faisceau monomode TEM_{00} proche de la limite de diffraction avec des fluctuations rms du front de phase inférieure à 2% de λ (fig 3), une polarisation linéaire ($>32\text{dB}$) et un SMSR $>45\text{dB}$.

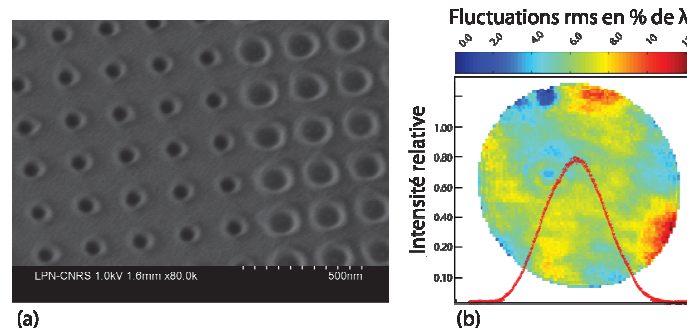


Fig. 1 (a) : Microscopie à balayage électronique du miroir à cristaux photoniques avec 2 facteurs de remplissage. (b) : carte de phase et l'intensité correspondante du faisceau TEM_{00} obtenu.

CONCLUSION

Nous avons démontré un miroir de Bragg concave à base de cristaux photoniques pour laser à semi-conducteurs de haute cohérence, le miroir est réalisé en technologie planaire, et permet de surmonter un verrou technologique qui est la fonctionnalisation du miroir dans un laser de haute cohérence en utilisant une technologie de semi-conducteur planaire mature et reproductible. Ouvrant la voie à la réalisation des laser de haute cohérence, de forte puissance avec des fonctionnalités intégrées comme la génération active des faisceau de Bessel-gauss, la sélection des modes transverses d'ordre supérieur, filtrage de polarisation et spectrale sans perte...etc[3]...

REFERENCES

- [1] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache. "Multiwatt-power highly-coherent compact single-frequency tunable vertical-external-cavity-surface-emitting-semiconductor-laser." *Optics Express*, **18**(14):14627–14636 (2010)
- [2] M. Kuznetsov, M. Stern, and J. Coppeta, "Single transverse mode optical resonators, " *Opt. Express* **13**, 171–181(2005)
- [3] W. P. Putnam, D. N. Schimpf, G. Abram, and F. X. Kärtner, "Bessel-Gauss beam enhancement cavities for high-intensity applications." *Optical Society of America*, **20**, no. 22, pp. 24429–43 (2012).

LASER A SEMI-CONDUCTEUR A EMISSION VERTICALE SANS MODE : EMISSION COHERENTE LARGE BANDE

M. Sellahi¹, I. Sagnes², G. Beaudoin², M. Myara¹ and A. Garnache¹

¹ IES-CNRS UMR5214, Université de Montpellier 2, Place Eugène Bataillon, 34090 Montpellier, France

² LPN-CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

sellahi@ies.univ-montp2.fr

RÉSUMÉ

Nous démonterons le premier laser à semi-conducteur sans mode à base de la technologie VCSEL. Nous avons obtenu un fonctionnement laser en continu à température ambiante avec une émission continuum de haute cohérence sur une largeur spectrale de 300GHz autour de 1 μ m, ceci avec une polarisation linéaire et > 30 mW sur le mode fondamental TEM00.

MOTS-CLEFS : *VeCSEL ; Laser à décalage de fréquence intracavité ; émission large bande cohérente.*

A modeless laser is a device which provides intense coherent broadband light fields. It finds applications in areas such as high resolution spectroscopy, medicine, radar-lidar, metrology [1] where a coherent broadband radiation is needed.

In a modeless laser, the constructive interference of the optical wave, which would lead to spectral mode structure, is prevented by the insertion of an intra-cavity frequency shift on each round trip. In order to eliminate the mode structure, the frequency shift should occur by a mechanism which does not simultaneously change the cavity length. A common technique to achieve this is to use an acousto optic frequency shifter device (AOM) that will cause a discrete frequency shift of $\Delta = 2 \cdot \nu_{AOM}$ on each round trip. We note that in order to achieve broadband continuous emission the ratio of $\Delta/FSR > 0.01$ [2] where FSR is the free spectral range of the cavity without AOM.

In this paper, we demonstrate for the first time a 300GHz bandwidth (FWHM) continuous wave operation of a modeless Vertical External Cavity Surface Emitting Laser (VECSEL). The laser cavity design (fig.1) is based on a frequency-shifted-feedback laser design using an intracavity acousto optic frequency shifter with $\nu_{AOM} = 110$ MHz and $\sim 92\%$ 1st order diffraction efficiency. The gain is provided by high gain GaAs based multiple quantum well (12QW) semiconductor chip emitting at 1070nm. This semiconductor structure includes a backside DBR HR mirror (99.9%). It is pumped with a 250mW single-mode pump (785nm), focused on the semiconductor chip with a 50 μ m waist. To reach a low laser threshold operation, a M-shaped cavity has been designed (overall length of 1.5 m) as it permits two passes per round trip in the gain medium, compared to linear cavities. The emitted power reached 30mW, with TEM00 emission and strongly linear polarization (>20dB).

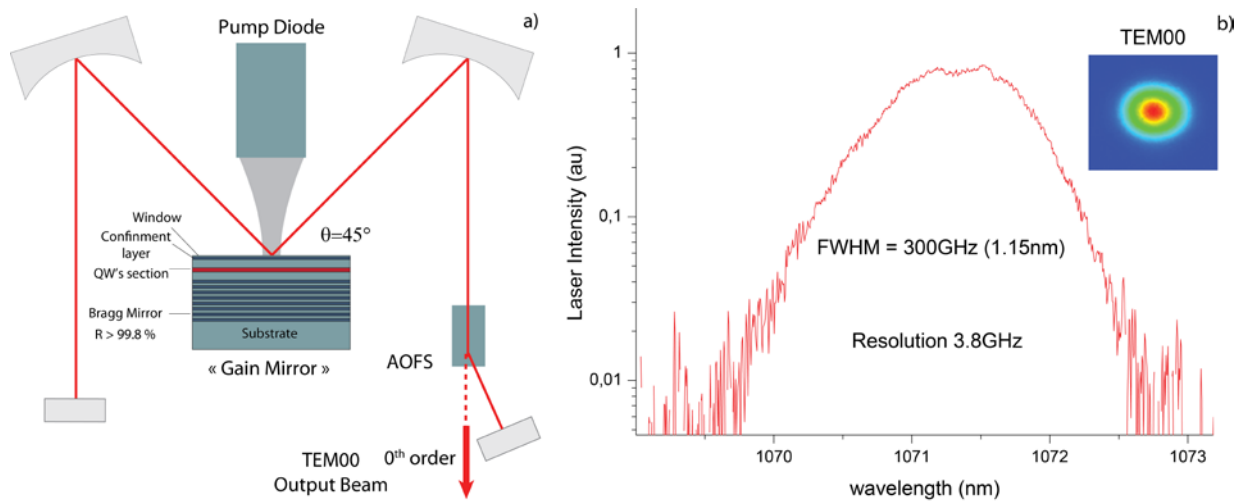


Fig. 1 a) FSF-VeCSEL design. b) FSF-VeCSEL spectrum and TEM00 emitted beam profile.

RÉFÉRENCES

- [1] L.P. Yatsenko a, B.W. Shore b, K. Bergmann., *Ranging and interferometry with a frequency shifted feedback laser*, Optics Communications (2004)
- [2] Guillet de Chatellus, H.; Lacot, E.; Glastre, W.; Jacquin, O. & Hugon, O., *The hypothesis of the moving comb in frequency shifted feedback lasers*, Optics Communications (2011)

LASER A SEMICONDUCTEUR A EMISSION VERTICALE POUR GENERATION DE MODES DE HAUTE COHERENCE DANS LA BASE LAGUERRE GAUSS

M. Sellahi¹, M. Myara¹, I. Sagnes², S. Blin¹, and A. Garnache¹

¹ IES-CNRS UMR5214, Université de Montpellier 2, Place Eugène Bataillon, 34090 Montpellier, France

² LPN-CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

sellahi@ies.univ-montp2.fr

RÉSUMÉ

Nous démontrons la génération de modes transverses d'ordre supérieur de haute cohérence dans la base de Laguerre Gauss avec un laser à semi-conducteur III-V de puissance à cavité externe émettant par la surface (VeCSEL). Cela a été réalisé en introduisant des pertes sélectives intra-cavité via des masques métalliques déposés sur la surface de la structure à gain à puis quantiques à base de GaAs, émettant à 1 μm . De plus, en exploitant la dynamique non-linéaires du laser (Spatial Hole Burning transverse), le VeCSEL permet la stabilisation d'un seul état de la lumière caractérisé par un mode longitudinal et transverse unique et une polarisation linéaire unique.

MOTS-CLEFS : *VeCSEL ; mode Laguerre Gauss ; Dynamique transverse ;*

Laser beams operating at high-order Laguerre-Gauss (LG) modes have lots of applications in many areas including laser drilling and writing, optical manipulation, trapping and guiding of atoms [1,2]. In fact, the LG modes are the natural modes for a linear cavity using spherical mirrors and having axial symmetry of revolution[3]. We demonstrated that the Vertical External Cavity Surface Emitting Laser (VECSEL) is a very promising laser technology for the generation of this kind of light beams [4]. Indeed, the VeCSEL design relies on small thickness quantum-well (QW) gain medium which minimizes non-linear optical interactions, thermal effects and possible astigmatism inside the semiconductor structure. The interplay of this 2 (2D) dimensions transverse gain medium with a low-loss cavity design permits the generation of single frequency high quality diffraction limited beam profiles.

Our strategy for selecting a given transverse mode with fixed intensity and phase profiles consists in introducing, on the surface of the semiconductor chip, radially and azimuthally selective losses via a sub-wavelength metallic mask while adjusting the pump beam size. Moreover, by exploiting the non-linear dynamics of the laser (Spatial Hole Burning), the VECSEL can select a single light state characterized by a unique longitudinal and transverse mode with single linear field polarization state. These physical points were investigated thanks to the modeling of VeCSEL transverse non-linear dynamics, as well as experiments.

In this work, the first demonstrations were carried out on a GaAs-based QW VECSEL on which we deposited a very thin metallic masque ($\sim 5\text{nm}$) see figure 1.

We demonstrate single frequency operation for a VECSEL emitting on single high-order transverse LG mode. The laser is operating at room temperature at 1 μm wavelength. The power efficiency, the transverse E-field profile, the optical spectrum and the polarization state of the emitted beam as well as the relative intensity noise and the frequency noise are studied.

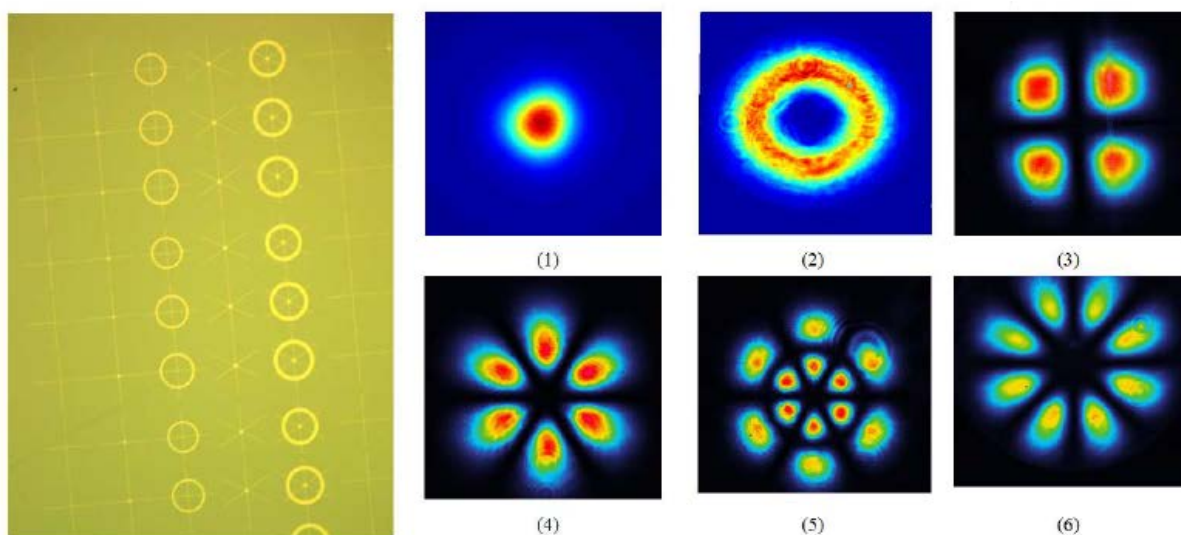


Fig. 1 (Left) Technology for the metallic masks realized on the 1/2 VCSEL structure. (Right) Experimental transverse intensity output beam distribution : (1) TEM00, (2) Donut-shaped non-degenerated LG02 beam, and degenerated (3) LG02, (4) LG03, (5) LG13, (6) LG04 beams.

RÉFÉRENCES

- [1] V Nesterov, V G Niziev, and V P Yakunin. Generation of high-power radially polarized beam. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 32(22):2871, 1999.
- [2] Ozeri, Lev Khaykovich, Nir Friedman, and Nir Davidson. Large-volume single-beam dark optical trap for atoms using binary phase elements. *J. Opt. Soc. Am. B*, 17(7):1113–1116, Jul 2000.
- [3] A.E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [4] A. Laurain, M. Myara, G. Beaudoin, I. Sagnes, and A. Garnache. Multiwatt-power highly-coherent compact single-frequency tunable vertical-external-cavity-surface-emitting-semiconductor-laser. *Optics Express*, 18(14):14627–14636, 2010.

RÉPONSE EXCITABLE RAPIDE ET PÉRIODE RÉFRACTAIRE DANS UN MICROPILIER LASER À ABSORBANT SATURABLE

Foued Selmi, Sylvain Barbay

Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS-UPR20,
Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

sylvain.babay@lpn.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions un micropilier laser à absorbant saturable en matériau semi-conducteur. Sous certaines conditions, ce système présente une réponse excitable très rapide (~190 ps). Nous mettons en évidence une période réfractaire pendant laquelle le système ne peut pas répondre à deux impulsions de perturbation consécutives. Nous étudions le lien entre le régime excitable et le régime de commutation de gain. Les résultats sont comparés à des simulations numériques et les deux sont en bon accord.

MOTS-CLEFS : *Non-Linéaire ; Lasers ; Semi-conducteur ; Excitabilité.*

1. INTRODUCTION

Un système excitable est caractérisé par une réponse calibrée, non-linéaire et de type tout-ou-rien à une perturbation. Les systèmes excitables optiques sont intéressants pour des applications au traitement tout-optique de l'information de type classique (remise en forme d'impulsions, portes logiques) ou neuro-inspiré. Les micropiliers lasers à absorbant saturable (AS) sont des systèmes qui peuvent être excitables [1] et qui ont l'avantage d'être rapides et compacts comparés à d'autres types de systèmes optiques nécessitant une rétro-injection ou une injection optique. Ils peuvent en outre être couplés facilement pour à terme construire des circuits excitables pour la propagation d'ondes non-linéaires. Dans la suite, nous démontrons une réponse excitable rapide et mettons également en évidence l'existence d'une période réfractaire caractéristique de ce régime. Enfin, nous concluons et donnons des perspectives pour cette étude.

2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

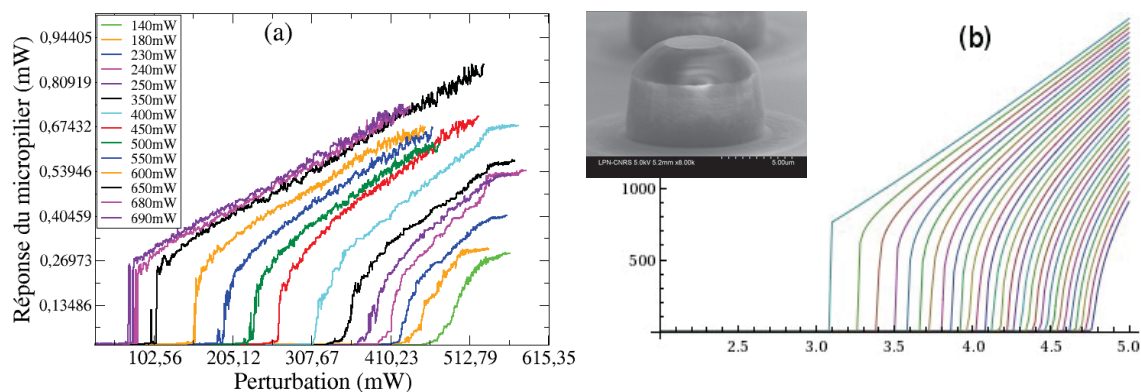


Fig. 1 : (a) : Amplitude de la réponse d'un micro-pilier à AS en fonction de l'amplitude de la perturbation pour différents points de fonctionnement : passage d'une réponse excitable à une réponse de type commutation de gain. (b) : Simulations numériques avec le modèle de Yamada. Encart : Image au microscope électronique à balayage d'un micropilier de diamètre $4\mu\text{m}$ enrobé dans une couche de Nitrures.

L'amplitude de la réponse à une perturbation pour différents points de fonctionnement en fonction de l'amplitude de la perturbation est montrée sur la Figure 1.a. Il existe clairement un seuil (seuil d'excitabilité) au delà duquel les perturbations déclenchent une réponse non nulle. La transition entre les deux régimes se fait soit par un saut brusque dans le cas excitable, soit continûment dans le régime de commutation de gain. Ces mesures sont en excellent accord avec nos simulations numériques (Fig. 1.b)[2]. Les impulsions de réponse excitable émises par le micro-pilier sont très rapides (190ps), ce qui en fait à notre connaissance le système excitable optique le plus rapide qui existe à ce jour.

Nous avons également perturbé le micropilier avec deux impulsions consécutives séparées par un délai variable (Fig. 2.a, 2.a'). Si le délai est supérieur à 200ps, deux impulsions de réponses sont générées, sinon une seule est générée ce qui est caractéristique de la période réfractaire dans ce type de système.

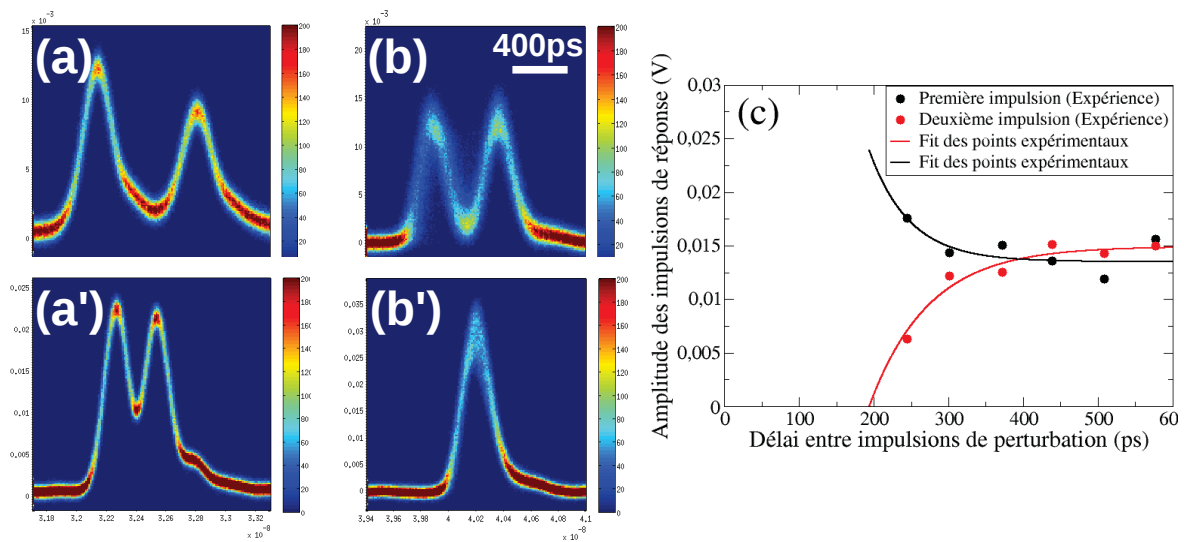


Fig. 2 : (b, resp. b') : Réponse du micro-pilier à deux impulsions de perturbation séparées de 700ps (resp. 260ps) (a, resp. a'). (c) : Évolution de l'amplitude des réponses excitables du micropilier en fonction du délai entre les impulsions de perturbation.

La période réfractaire est le temps suivant une première perturbation pendant lequel le système ne peut pas répondre à une deuxième impulsion. Quand le délai approche la période réfractaire, l'amplitude de la réponse à la seconde perturbation diminue jusqu'à son extinction complète (Fig. 2.c).

3.CONCLUSION

Nous avons démontré expérimentalement une réponse excitable rapide (190ps) sur un micro-pilier à AS ainsi que l'existence d'une période réfractaire caractéristique des systèmes excitables. Ces mesures ouvrent la voie à la mise au point de portes logiques excitables, ainsi qu'à l'étude de la propagation d'ondes excitables dans des chaînes de micro-piliers couplés.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Barbay, R. Kuszelewicz and A. Giacomotti, "Excitability in a semiconductor laser with saturable absorber," Opt. Lett., vol. 36, pp. 4476, 2011.
- [2] J. L. Dubbeldam, B. Krauskopf, "Self-Pulsations of lasers with saturable absorber," dynamics and bifurcations," Opt. Commun., vol. 159, pp. 325, 1999.

SPECTROMETRE LASERS A CASCADE QUANTIQUE POUR LA METROLOGIE DES FREQUENCES ET LA SPECTROSCOPIE MOLECULAIRE DE HAUTE PRECISION AUTOUR DE 10 μM

P. L.T .Sow, S. Mejri, A. Goncharov, O. Lopez, S. K. Tokunaga, F. Auguste, C. Chardonnet, A. Amy-Klein, B. Darquié, C. Daussy*

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

[*christophe.daussy@univ-paris13.fr](mailto:christophe.daussy@univ-paris13.fr)

RÉSUMÉ

Les lasers à cascade quantique (QCL) constituent une technologie émergente d'un grand intérêt pour la spectroscopie moléculaire dans le moyen-infrarouge du fait de leur grande accordabilité et d'un vaste choix de longueurs d'onde couvrant continûment l'intervalle 3-25 μm [1]. Afin de lever la contrainte forte que constitue le domaine spectral étroit des lasers à CO_2 utilisés dans notre équipe pour des applications en métrologie ou en physique fondamentale (mesure optique de la constante de Boltzmann, effet de violation de la parité dans les molécules chirales,...), nous développons actuellement un spectromètre compact et accordable basé sur un QCL. Un contrôle ultra précis de la fréquence du laser via un peigne de fréquence est envisagé de manière à approcher ou dépasser les performances métrologiques record de nos lasers à CO_2 actuels.

1. INTRODUCTION

Notre équipe a développé depuis de nombreuses années un spectromètre à haute résolution dans l'infrarouge autour de 30 THz (10 μm) en utilisant des lasers à CO_2 stabilisés en fréquence. Une stabilité de 1 Hz pour un temps de mesure de 1 s est atteinte. Cependant ce spectromètre possède deux défauts majeurs : son accordabilité est très limitée et ses dimensions sont telles qu'il n'est pas possible de le déplacer vers d'autres laboratoires. Pour pallier ces défauts un spectromètre transportable et accordable utilisant un QCL est en cours de réalisation. Un tel spectromètre profitera à l'ensemble des projets de notre équipe. Il s'agit d'un saut technologique majeur ouvrant la voie à l'étude de n'importe quelle espèce ayant une signature spectrale entre 3 et 25 μm .

2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Nous nous concentrons actuellement sur l'étude d'un QCL à $\sim 10 \mu\text{m}$, que l'on peut comparer à notre laser à CO_2 . Nous présenterons les premiers résultats obtenus, sur la caractérisation d'un QCL DFB (Distributed FeedBack) libre fonctionnant en mode continu et proche de température ambiante. L'analyse du signal de battement entre le QCL et un laser à CO_2 a permis de montrer que le QCL libre a une largeur de raie de l'ordre de 200 kHz. Dans un deuxième temps, les spectres de bruit de fréquence et d'amplitude du QCL ont été enregistrés en utilisant comme discriminateur de fréquence le profil d'absorption linéaire d'une transition rovibrationnelle de l'ammoniac.

Cette caractérisation nous a ensuite permis de mettre en œuvre l'asservissement en phase du battement entre le QCL et le laser à CO_2 sur une référence radiofréquence (avec une bande passante de plus de 1 MHz, fig. 1). Nous avons ainsi pu transposer au QCL la grande stabilité et la faible largeur en fréquence de la raie d'émission du laser à CO_2 , lui-même asservi sur une référence moléculaire. Le résultat est un QCL de largeur de raie inférieure à 100 Hz, un record mondial à notre connaissance.

Enfin ce spectromètre nous a permis d'enregistrer des spectres d'absorption linéaires à haute résolution sur une plage de plusieurs gigahertz. Pour ce faire, le QCL est asservi sur une bande latérale du laser à CO_2 , générée à l'aide d'un modulateur électro-optique pilotable entre 8 et 18 GHz. La figure 2 présente un exemple de spectre de l'ammoniac enregistré sur une plage de 5 GHz, montrant l'intérêt de ce nouvel instrument pour le projet, mené au sein de notre équipe, de mesure optique de la constante de Boltzmann, par spectroscopie Doppler du NH_3 [2]. Nous avons également

enregistré des spectres du méthyltrioxorhénium (MTO) molécule test idéale, pour un autre projet de l'équipe, d'observation de la violation de la parité dans des molécules chirales dérivées du MTO [3].

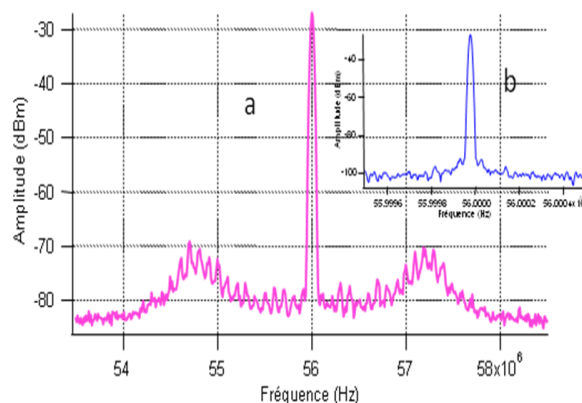


Fig. 1 : Signal de battement (hors boucle d'asservissement) entre le QCL et laser à CO₂ asservi en phase sur une référence radiofréquence : a) résolution 30 kHz ; b) résolution 10 Hz

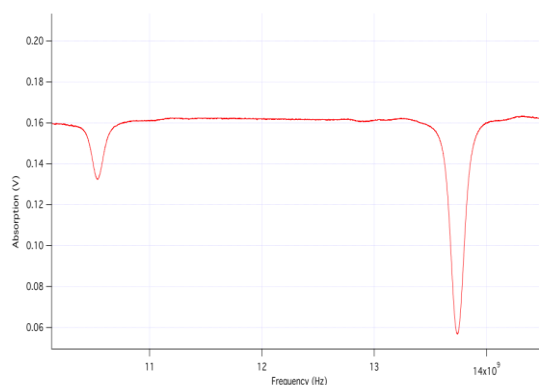


Fig.2 : Spectroscopie d'absorption linéaire du NH₃ sur une plage de 5 GHz obtenu avec un QCL asservi en phase sur un laser à CO₂ stabilisé en fréquence

PERSPECTIVES

Dans le futur, nous comptons nous affranchir du laser à CO₂, en asservissant le QCL sur un mode de résonance d'une cavité Fabry-Pérot ultra-stable ou une transition moléculaire. Enfin, le contrôle direct de la fréquence du QCL avec un peigne de fréquences sera visé. Si le peigne est lui-même contrôlé avec un signal de référence provenant du laboratoire LNE-SYRTE, nous devrions aboutir au contrôle de la fréquence du QCL avec une incertitude de $\sim 10^{-15}$.

RÉFÉRENCES

- [1] Y. Yao, A. J. Hoffman and C. F. Gmachl, "Mid-infrared quantum cascade lasers,". Nature Photonics, vol. 6, pp. 432–437, 2012.
- [2] Lemarchand et al "Progress towards an accurate determination of the Boltzmann constant by Doppler spectroscopy" New Journal of Physics 13 073028 (2011)
- [3] Darquié et al "Progresses toward a first observation of parity violation in chiral molecules by high-resolution laser spectroscopy", Chirality, 22, 870-884 (2010)

ETUDE DES EFFETS THERMIQUES DANS UN LASER ORGANIQUE SOLIDE A CAVITE EXTERNE VERTICALE

Zhuang Zhao¹, Tatiana Leang¹, Oussama Mhibik¹, Sébastien Forget¹ and Sébastien Chénais¹

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

zhuang.zhao@univ-paris13.fr

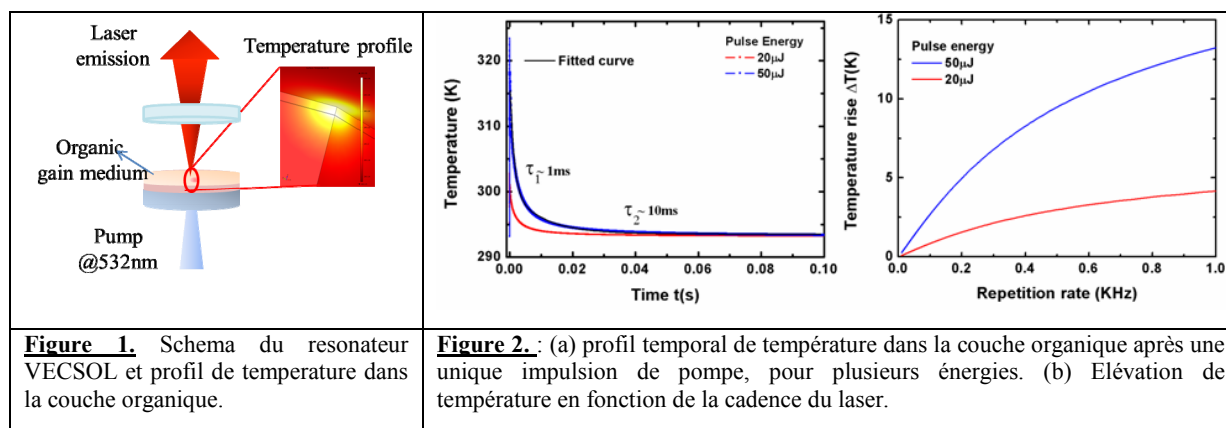
RÉSUMÉ

Nous proposons d'étudier les effets thermiques dans un laser organique en cavité verticale externe (VECSOL), sous pompage optique impulsionnel. Une cartographie des températures, résolue spatialement et temporellement, a été calculée par éléments finis dans une couche mince organique pompée avec des impulsions nanosecondes. Elle montre que dans des conditions classiques d'éclairement, la chaleur n'est pas totalement dissipée entre deux impulsions successives à haute cadence, ce qui présente une voie permettant d'expliquer en partie la photodégradation rapide des molécules organiques.

MOTS-CLEFS : *lasers organiques; effets thermiques; photodégradation*

Les lasers organiques solides sont des sources très prometteuses pour le développement de lasers accordables sur l'ensemble du spectre visible, compactes, et de faible coût. Elles peuvent avoir un impact significatif sur un certain nombre de technologies stratégiques comme la détection, le stockage des données ou la xérographie [1, 2]. Pour ces applications, des taux élevés de répétition élevés et/ou de fortes énergies laser sont souhaitées. Malheureusement, les matériaux organiques souffrent d'une photostabilité réduite (conduisant à une durée de vie limitée des dispositifs) et de mauvaises propriétés thermiques. Si l'étude de l'influence de l'atmosphère (oxygène...) sur la photo dégradation des molécules organiques est bien documentée, il n'en est pas de même pour les effets thermiques, ces derniers étant négligeables dans les milieux liquides ayant bercé les colorants dans le plupart des lasers organiques depuis la fin des années 60. Dans notre groupe, nous avons démontré une nouvelle géométrie de laser organique solide à cavité externe verticale (VECSOL) permettant d'obtenir une grande efficacité optique-optique (plus de 60%), un faisceau limité par la diffraction et un « power scaling » potentiel jusqu'à plusieurs mJ par impulsion [3]. Cette structure est un banc d'essai idéal pour les études de gestion thermique et peut aider à améliorer notre compréhension des limites thermiques dans les lasers à semi-conducteurs organiques.

Nous avons étudié la température transitoire en modélisant un VECSOL avec une méthode d'analyse par éléments (FEA). La structure est décrite dans la figure 1. Elle se compose d'un film organique de polyméthacrylate de méthyle (PMMA) dopé avec de la rhodamine 640, puis déposé à la tournette sur le miroir de haute réflectivité d'un résonateur plan-concave. Le faisceau laser de pompe incidente est modélisé comme un flux thermique gaussien. Les paramètres du faisceau de pompage utilisés pour cette étude sont celles d'un laser Nd: YAG doublé en fréquence émettant à 532 nm avec des impulsion de 20 ns et un diamètre du faisceau focalisé $\sim 100 \mu\text{m}$.



Nous avons étudié la température dans le milieu à gain organique en fonction de différentes énergies de pompes, pour une excitation mono-impulsion. La figure 2a montre le profil temporel obtenu. La dynamique de relaxation de la température peut être décrite par une double fonction exponentielle, avec une composante rapide ($\tau_1 \sim 1\text{ms}$) et une composante plus lente ($\tau_2 \sim 10\text{ms}$). La figure 2b montre l'augmentation de température ΔT en fonction de la cadence du laser. Pour des taux de répétition supérieurs à 100 Hz, l'accumulation de chaleur dans le matériau organique devient conséquente et mesurable avec une camera infrarouge (étude en cours).

La simulation montre que l'élévation de température peut devenir suffisante pour dépasser le point de transition vitreuse du PMMA (autour de 105 degrés Celsius, sans doute moins pour du PMMA dopé comme ici). Un banc de mesure de thermographie infrarouge est en cours de montage pour compléter cette approche théorique par une validation expérimentale. Nous serons alors en mesure d'étudier, pour la première fois à notre connaissance, l'influence précise de tous les paramètres expérimentaux (cadence, énergie, durée d'impulsion de la pompe, nature du matériau organique, influence de l'effet laser...) sur la température, puis de corréler ces résultats à la vitesse de dégradation des matériaux organiques.

[1] D. W. Samuel and G. A. Turnbull, Chem. Rev. 107, 1272 (2007).

[2] Sébastien Chénais and Sébastien Forget, "Recent advances in solid-state organic lasers" - Polymer International - 61: 390–406 (2012)

[3] H. Rabbani-Haghighi, S. Forget, S. Chenais, and A. Siove, Opt. Lett. 35,1968 (2010).

INDEX DES AUTEURS

Abraham, E.	105	Cambril, E.	201
Achkar, J.	149	Caradec, F.	5
Aimé, C.	103	Carrat, V.	129
Aktas, D.	119	Casagrande, O.	5
Albert, C.	103	Cavaillès, A.	71
Alibart, Olivier	86	Chalus, O.	5
Alibart, Olivier	73, 75	Chanelière, T.	111
Aljunid, S.	165	Chanteau, B.	31, 123, 149
Alléaume, R.	92	Chardonnet, C.	31, 123, 149, 153, 167, 215
Alouini, M.	181	Chenais, S.	187, 193, 199, 217
Amy-Klein, A.	31, 123, 127, 149, 167, 215	Chipaux, M.	58
Andia, M.	121	Chotia, A.	21, 133
Antoni, T.	79	Cladé, P.	13, 121, 143
Argence, B.	31, 123	Cohadon, P.-F.	79, 84
Auguste, F.	167, 215	Commandre, M.	179
Autebert, C.	54	Coolen, L.	77
Bachelet, V.	125	Coradin, T.	103
Badr, T.	155	Cornet, M.	105
Baili, G.	177	Coudreau, T.	36, 56, 64
Ballin, P.	159	Courtois, J.	195
Bancelin, S.	103	D'auria, V.	86
Barbay, S.	213	Dailly, B.	169
Barbier, M.	52	Danet, J.-M.	131, 177
Barré, N.	171	Daniault, L.	7
Barviau, B.	109	Darquié, B.	31, 123, 153, 167, 215
Baudon, J.	165	Daussey, C.	123, 153, 167, 215
Baudouin, Q.	119	De Clercq, E.	131
Bäuerle, C.	30	De Oliveira, R.	60
Beaudoin, Gregoire	189, 201, 209	De Paz, A.	21, 133
Beaudoin, Gregoire	207	Debuisschert, T.	58
Bencheikh, K.	107, 191	Degert, J.	105
Bercy, A.	31, 127, 149	Delaye, P.	52, 117
Besnard, P.	173	Deleglise, S.	79, 84
Beveratos, A.	81	Derouault, S.	62
Biraben, F.	13, 121, 139, 143	Derycke, C.	5
Bismut, G.	21	Devautour, M.	207
Blandino, Rémi	25	Devaux, F.	83
Blandino, Rémi	67	Diallo, A.	135
Blin, S.	211	Diamanti, E.	69
Bloch, D.	60, 145, 159	Divlianski, I.	199
Boitier, F.	54	Dolfi, D.	177
Bordé, C.	153	Douce, T.	64
Bouchendira, R.	13, 195	Douillet, A.	169
Bouchene, M.A.	62	Douti, D.-B.	179
Boucher, G.	54, 56	Dréau, A.	66
Boucher, Y.	173	Druon, F.	7
Braive, R.	79	Dubertret, B.	77
Briant, T.	79, 84	Dubessy, R.	137, 155, 161, 163
Briaudeau, S.	153	Dubreuil, N.	117
Brousse, G.	5	Ducci, S.	54, 56, 64
Brousseau, C.	183	Ducloy, M.	2, 145, 165
Brunel, M.	171, 175, 205	Dudley, J.	46
Bruno, N.	28	Dumeige, Y.	107, 203
Büchner, M.	23, 141	Dumont, P.	177
Cabrera-Guitierrez, C.	129	Dutier, G.	165
Cadoret, M.	195	Dutta, I.	157
Camargo, F.	177	Eckstein, A.	54, 56, 64

Eismann, U.	147	Holleville, D.	177
El Amili, A.	181	Huet, V.	203
Emile, J.	183, 185	Issautier, A.	73, 75, 88
Emile, O.	183, 185	Jacques, V.	27, 66, 71, 99
Etesse, Jean	25	Jacquey, M.	129
Etesse, Jean	67	Jamonneau, P.	66
Fabre, C.	95, 101	Janicot, S.	189
Faist, J.	3	Jannin, R.	143
Fatome, J.	46	Javaux, C.	77
Favero, I.	54, 56	Jougla, P.	5
Felinto, D.	60	Julien, L.	139
Ferdinand, P.	33	Kaiser, F.	36, 73, 75, 81, 88
Féron, P.	203	Kaiser, R.	119
Filloux, P.	56	Kanj, A.	149
Finot, C.	46	Kanseri, Bhaskar	25
Forget, S.	187, 193, 199, 217	Kanseri, Bhaskar	67
Freysz, E.	105	Karr, J.-P.	169
Frisquet, B.	46	Kastberg, A.	73
Gallais, L.	179	Keller, A.	56, 64
Galopin, E.	54	Kervella, G.	181
Galtier, Sandrine	139	Khoury, A.	64
Garcia-Sanchez, D.	84	Kibler, B.	40, 46, 109, 115
Garnache, Arnaud	189, 201, 209	Kosen, S.	66
Garnache, Arnaud	207	Kudlinski, A.	109
Garnache, Arnaud	211	Kuhn, A.	79, 84
Garnier, J.	40, 115	Kumar, R.	92
Garrido Alzar, C.	157	Labonté, L.	86
Gauguet, A.	23, 141	Laburthe-Tolra, B.	21, 133
Georges, P.	7, 177, 189	Lafargue, C.	187
Ghalbouni, J.	69	Lafosse, Xavier	207
Gillot, J.	23, 141	Lalanne, Philippe	117
Gisin, N.	28	Lalanne, Philippe	207
Glebov, L.	199	Lalot, A.	145, 159
Goncharov, A.	215	Landragin, A.	157
Gorceix, O.	21, 133	Lantz, E.	83
Gorza, M.-P.	145	Laurain, A.	201
Gozhyk, I.	187, 189	Laux, S.	5
Grinberg, P.	107	Laverdant, J.	77
Guarrera, V.	119	Le Coq, Y.	31, 123
Guellati-Khélifa, S.	13, 121, 127, 143	Le Gouët, J.-L.	111
Guerandel, S.	131, 177	Le Targat, R.	147
Guerin, W.	119	Leang, T.	193, 217
Guéry-Odelin, D.	11	Lebental, M.	187
Guibal, S.	125, 161, 163	Lefèvre, Hervé	18
Guichard, F.	7	Legratiet, L.	207
Guidoni, L.	125, 161, 163	Lemaître, A.	54, 56
Gurov, M.	147	Leo, G.	54, 56
Hache, F.	113	Lepoutre, S.	23, 141
Haddadi, S.	107, 191	Letartre, X.	48
Hamel, P.	107	Lethiec, C.	77
Hammani, K.	46	Levenson, A.	107, 191
Hanna, M.	7, 117	Likforman, J.-P.	125, 161, 163
Haroche, S.	1	Linget, H.	111
Heidmann, A.	79, 84	Lodewyck, J.	147
Henkel, C.	135	Longchambon, L.	155
Hermelin, S.	30	Lopez, M.	195
Hernandez, P.	123	Lopez, O.	31, 123, 127, 149, 215
Herrmann, H.	88	Lorent, V.	155
Hilico, A.	9	Louchet-Chauvet, A.	111
Hilico, L.	169	Lucas-Leclin, G.	177, 189
Hingant, T.	71, 99	Lureau, F.	5

Maître, A.	77
Makles, K.	79
Manquest, C.	54, 163
Maréchal, E.	21, 133
Martin, A.	28, 75, 81, 88
Mathevet, R.	151, 197
Maurin, I.	145, 159
Maze, J.	66
Mejri, S.	153, 215
Mendonça, L.	113
Mercadier, N.	119
Merloti, K.	155
Meunier, M.	157
Meunier, T.	30
Mhibik, O.	199, 217
Michel, C.	40, 109, 115
Michon, A.	201
Millot, G.	40, 46, 109
Milman, P.	36, 56, 64
Monat, C.	44
Moreau, P.A.	83
Mortier, M.	203
Morvan, L.	111, 177
Mosser, G.	103
Moufarej, E.	159
Mougin-Sisini, J.	83
Myara, Mikhael	207
Myara, Mikhael	211
Myara, Mikhael	201
Myara, Mikhael	209
Neuhaus, L.	84
Nez, F.	13, 121, 139, 143
Ngah, Lutfi Arif	75, 86
Ngah, Lutfi Arif	88
Nguyen Thi Kim, N.	173
Nicolodi, D.	31, 123
Niemiec, R.	183
Oden, J.	117
Orieux, A.	54, 56
Ostrowsky, D.	36
Ott, D.	199
Papadopoulos, D.	7
Paques, M.	51
Pasquiou, B.	21
Passerat De Silans, T.	145
Pedaci, F.	39
Pedri, P.	21, 133, 137
Pelle, B.	9
Perales, F.	165
Pereira Dos Santos, F.	9
Perrin, A.	155
Perrin, H.	137, 155
Peyrade, D.	117
Picozzi, A.	40, 109, 115
Portolan, S.	90
Pottie, P.E.	31, 127, 149, 155
Pruvost, L.	60, 129, 183, 197
Qin, H.	92
Quintin, N.	31, 149
Radier, C.	5
Raineri, F.	107
Randoux, S.	40
Rasoloniaina, A.	203
Rigaldo, T.	163
Rikken, G.	197
Rios Leite, J.	101
Robert-Philip, I.	79
Robyr, J.-L.	147
Roca I Cabarrocas, P.	17
Roch, J.-F.	66, 71, 99
Rohart, S.	99
Romanelli, Marco	205
Romanelli, Marco	171
Rondin, L.	71, 99
Ropars, G.	183
Rovera, D.	149
Sagnes, Isabelle	201, 211
Sagnes, Isabelle	207
Sagnes, Isabelle	107, 177, 189, 209
Saldanha, P.	101
Saminadayar, L.	30
Sangouard, N.	28
Santarelli, G.	31, 123, 149
Scarani, V.	81
Schanne-Klein, M.-C.	103
Schmeissner, R.	95
Schwob, C.	77
Segall, M.	199
Seghilani, M.	207
Sekatski, P.	28
Sellahi, Mohamed	211
Sellahi, Mohamed	201, 209
Sellahi, Mohamed	207
Selmi, F.	213
Sharma, A.	21, 133
Shelkovnikov, A.	167
Shi, C.	147
Simon Boisson, C.	5
Siove, A.	193
Sirven, J.-B.	15
Sohler, W.	88
Sow, P.L.T.	153, 215
Spinicelli, P.	66
Stefani, F.	31, 149
Stoeffler, C.	167
Suret, P.	40
Szymanski, Benjamin	161
Szymanski, Benjamin	163
Tabosa, J.	60, 129
Tackmann, G.	9
Taillandier-Loize, T.	165
Takada, S.	30
Tanzilli, Sébastien	81, 86, 88
Tanzilli, Sébastien	36, 73, 75
Tarucha, S.	30
Teissier, J.	84
Tétienne, J.-P.	71, 99
Thévenin, J.	175
Thew, R.	28
Thiaville, A.	99
Thiel, V.	95
Tokunaga, S.K.	153, 167, 215

Tran, V.Q.	169	Wang, L.	205
Trapateau, J.	169	Wieck, A.	30
Trebaol, S.	117	Woytasik, M.	163
Treps, N.	95	Xu, G.	40, 109, 115
Tsvirkun, V.	97, 187	Yacomotti, A.	42, 107, 191
Tualle-Brouiri, Rosa	67	Yamamoto, M.	30
Tualle-Brouiri, Rosa	25	Yun, P.	131
Ulysse, C.	187	Zabkov, I.	159
Vallet, M.	175, 205	Zaouter, Y.	7
Varis De Leseigno, B.	183	Zaquine, I.	69
Venus, G.	199	Zerkani, S.	84
Vernac, L.	21, 133	Zhao, Z.	217
Vernier, A.	81	Zheng, Z.	101
Viaris De Leseigno, B.	129, 197	Zhou, M.-K.	9
Vigué, J.	23, 141	Zondy, J.-J.	195
Voisin, A.	183	Zyss, Joseph	187
Walborn, S.	64		

