



Programme et publications Nanophotonique

Date: Mardi, 03.07.2018

11:00 - 12:30 O1-A: Session Orale Nanophotonique #1

Amphi Fermat

Date: Mercredi, 04.07.2018

8:30 - 10:30 O3-A: Session Orale Nanophotonique #2

Amphi Fermat

17:30 - 19:00 PO-01 G: Session posters Nanophotonique #1

Salle A15

Date: Jeudi, 05.07.2018

16:45 - 18:45 PO-02 G: Session posters Nanophotonique #2

Salle A15

Présentations

O1-A: Session Orale Nanophotonique #1

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

11:00 - 11:30

Invitée

GaN Semiconductor based Optical metasurfaces for visible wavelength

G. Briere, S. Héron, P. Ni, S. Vézian, B. Damilano, P. Genevet

Université Côte d'Azur, CRHEA, cnrs, France; pg@crhea.cnrs.fr

We explore the fabrication and characterization of GaN semiconductor metasurfaces. Several nanofabrication approaches are discussed including direct etching and sublimation of GaN metastructures for the fabrication of visible wavelength devices. We also propose a new approach to compensate chromatic dispersion in refractive material with metasurfaces.

11:30 - 11:45

PLASMONIQUE TOUT-SEMI-CONDUCTEUR POUR LES APPLICATIONS DU MOYEN-INFRA ROUGE

F. Barho^{1,2}, M. Bomers^{1,2}, F. Gonzalez-Posada-Florès^{1,2}, L. Cerutti^{1,2}, E. Tournié^{1,2}, T. Taliércio^{1,2}

¹Université de Montpellier, France; ²CNRS; thierry.taliercicio@umontpellier.fr

Comment peut-on utiliser les semi-conducteurs très fortement dopés en plasmonique. Nous présenterons comment contrôler les énergies des résonances plasmoniques en ajustant la géométrie des résonateurs mais aussi la densité de charge du métal. Les potentialités d'applications en bio-capteurs dans le moyen-infrarouge seront ensuite développées.

11:45 - 12:15

Invitée

Structures nanophotoniques pour le piégeage optique dans les cellules solaires ultrafines

I. Massiot

LAAS-CNRS, France; massiot@laas.fr

Réduire l'épaisseur des cellules solaires est un enjeu clef pour permettre le développement à grande échelle du solaire photovoltaïque. Je présenterai ici les avancées récentes réalisées dans le développement de cellules solaires ultrafines grâce à la nanophotonique.

12:15 - 12:30

Des clusters de nanoparticules comme sources de Huygens isotropes pour des applications metasurfaces

R. Dezert, P. Richetti, A. Baron

Centre de recherche Paul Pascal, France; dezert@crpp-bordeaux.cnrs.fr

Nous présentons des clusters sphériques, composés d'inclusions diélectriques ou métalliques, comme de nouvelles sources de Huygens isotropes. Ces objets peuvent présenter des résonances électriques et magnétiques superposées dans le visible. Ils peuvent également servir d'éléments de bases pour l'élaboration de metasurfaces.

O3-A: Session Orale Nanophotonique #2

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

8:30 - 9:00

Invitée

Modélisation de l'interaction de la lumière avec des surfaces nano-structurées complexes

K. Vynck¹, M. Bertrand¹, A. Devilez¹, L. Bellando¹, J.-P. Hugonin², P. Lalanne¹

¹LP2N, CNRS - Institut d'Optique Graduate School - Univ. Bordeaux, 33400 Talence, France; ²LCF, CNRS - Institut d'Optique Graduate School - Univ. Paris-Saclay, 91127 Palaiseau, France; kevin.vynck@institutoptique.fr

L'auto-assemblage de nanoparticules complexes, fortement résonantes, dans des empilements de couches minces est une approche très prometteuse pour la réalisation de nouveaux matériaux photoniques. Nous présentons ici une méthode permettant de modéliser la réponse optique de ces systèmes désordonnés dans toute leur complexité.

9:00 - 9:30

Invitée

EXALTATION DE L'EMISSION THERMIQUE D'UN NANOEMETTEUR CHAUD PLACE AU VOISINAGE D'UNE NANOANTENNE

E. Sakat, L. Wojszwyk, J.-P. Hugonin, C. Sauvan, J.-J. Greffet

Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Université Paris Saclay, Palaiseau, France; emilie.sakat@institutoptique.fr

Pour une modulation ultra-rapide de l'émission thermique, nous proposons de chauffer des nanovolumes dont le temps de refroidissement est rapide. Pour compenser leur faible émission, nous les insérons au voisinage de nanoantennes froides. Optimiser l'émission revient à maximiser l'absorption dans le nanovolume : un critère original est établi.

9:30 - 9:45

NANOANTENNES PLASMONIQUES NONLINEAIRES

B. Cluzel, O. Demichel, A. Bouhelier, R. Méjard, S. Viarbitskaya

Université de Bourgogne Franche-Comté, France; benoit.cluzel@u-bourgogne.fr

Nous étudions ici les processus de conversion de fréquences mis en jeu dans les nanoantennes en or tels que la luminescence multiphotonique et la génération de seconde harmonique. Les dynamiques spatiales et temporelles de ces phénomènes sont analysées par microscopie nonlinéaire ultrarapide et reliées aux propriétés plasmoniques des nanoantennes.

9:45 - 10:00

Orientation des dipôles de fluorescence de nanoplaquettes individuelles de CdSe/CdS

F. Feng¹, L. Thu Nguyen¹, M. Nasilowski², B. Nadal², B. Dubertret², L. Coolen¹, A. Maître¹

¹Sorbonne Université, CNRS-UMR 7588, Institut des NanoSciences de Paris, F-75005, Paris, France; ²Laboratoire de Physique et d'Etude des Matériaux, ESPCI, Sorbonne Université, CNRS, 10 rue Vauquelin, Paris, France; laurent.coolen@insp.iussieu.fr

L'émission fluorescente de nanoplaquettes individuelles de CdSe/CdS a été étudiée par une combinaison d'analyse polarimétrique et d'imagerie dans le plan de Fourier. Le nombre et l'orientation des dipôles contribuant au rayonnement de chaque plaquette a pu être quantifié et le rôle de la géométrie des nanoplaquettes sur leur rayonnement a été analysé.

10:00 - 10:15

DE L'EXALTATION A L'EXTINCTION DE LUMINESCENCE DANS DES PARTICULES PLASMONIQUES : COMMENT CONTROLER LES TRANSFORMATIONS PHOTO-INDUITES ?

C. Fiorini-Debuisschert¹, C. Molinaro¹, S. Marguet², L. Douillard¹, F. Charra¹

¹CEA SACLAY, DRF-IRAMIS / SPEC / Labo. NanoPhotonique; ²CEA SACLAY, DRF-IRAMIS / NIMBE; celine.fiorini@cea.fr

L'extinction réversible de la luminescence à deux photons (TPL) de bâtonnets d'or illuminés à résonance à haute densité d'énergie est étudiée. Nous montrons que l'origine est une diminution photo-induite du rapport d'aspect du bâtonnet, la TPL constituant un outil de choix pour détecter de très petites différences morphologiques.

10:15 - 10:30

Taux de désexcitation de dipôles magnétiques à proximité de nanostructures non-magnétique

C. Majorel, P. R. Wiecha, A. Arbouet, A. Cuhe, V. Paillard, C. Girard

CEMES-CNRS, France; majorelclement@gmail.com

Nous présentons un modèle théorique pour décrire la désexcitation de dipôles magnétiques induite par des nanostructures non-magnétiques. Notre méthode peut prédire la dynamique des dipôles magnétiques dans le voisinage de nanostructures non-magnétiques de forme aléatoire.

PO-01 G: Session posters Nanophotonique #1

Heure: Mercredi, 04.07.2018: 17:30 - 19:00 · Salle: Salle A15

Illustration du passage au seuil des nanolasers par une modélisation markovienne

A. Vallet¹, L. Chusseau¹, A. Jean-Marie², F. Philippe³

¹IES, Université de Montpellier, CNRS, Montpellier, France; ²INRIA, LIRMM, Univ Montpellier, CNRS, Montpellier, France;

³LIRMM, Univ Montpellier, CNRS, Montpellier, France; Arthur.Vallet@ies.univ-montp2.fr

Nous présentons un modèle traitant du passage au seuil des nanolasers grâce à une chaîne de Markov. La quantification des variables traitées dans le modèle permet de mettre en évidence la coexistence entre un régime pulsé et continu bruité lors du passage au seuil. Ceci montre que le seuil ne peut pas être défini avec précision pour les nanolasers.

Microlentilles de Fresnel intégrées dans des capteurs d'images CMOS

T. Lopez¹, S. Massenet¹, M. Estribeau¹, C. Franck¹, A. Chabane¹, P. Magnan¹, J.-L. Pelouard²

¹ISAE-SUPAERO, Université de Toulouse, France; ²MiNaO - C2N - CNRS, Université Paris Sud, Université Paris-Saclay, 91460 Marcoussis, France; sebastien.massenet@isae.fr

Les performances des capteurs d'images CMOS peuvent être améliorées en termes de collection, filtrage ou de réponse du photodétecteur et chacun de ces aspects peut être adressé par des nanostructures optiques. L'intégration d'une microlentille de Fresnel métallique directement dans le flot de fabrication d'un détecteur CMOS est ici étudiée.

Modélisation vectorielle semi-analytique des réseaux résonnants

A.-L. Fehrembach, B. Gralak, A. Sentenac

Institut Fresnel, France; anne-laure.fehrembach@fresnel.fr

Grâce à un modèle vectoriel basé sur le formalisme de Green, nous exprimons les matrices de réflexion et transmission d'une structure périodique résonnante comme la somme de termes résonnant et non résonnant impliquant des intégrales de couplage. Ces expressions intuitives facilitant l'analyse physique sont validées par des calculs numériques.

Bridging integrated waveguides with single photon emitters

S. Pierini¹, X. Xu¹, S. Blaize¹, Q. Glorieux², C. Couteau¹, A. Bramati²

¹Light, Nanomaterials and Nanotechnology - L2n, ICD CNRS, University of Technology of Troyes (UTT); ²Laboratoire Kastler Brossel, Sorbonne Université, CNRS, École Normale Supérieure, Paris Sciences et Lettres Research University, Collège de France; stefano.pierini@utt.fr

The goal of this project is to study and optimize the integration of single photon emitters with an ion-exchange glass waveguide (IEW). The coupling with the IEW will be done in both directions. The study of NV-centers on nanodiamonds will give a robust single photon source to be used in this platform.

CAPTEUR A COUCHES MINCES POUR LA DETECTION DE GAZ : APPLICATION A LA DETECTION D'HYDROGENE

N. Javahiraly

Université de Strasbourg, France; n.javahiraly@unistra.fr

L'hydrogène est utilisé dans diverses industries et constitue une source d'énergie propre du futur. Cependant, son utilisation rencontre des problèmes de sécurité due à ses propriétés (explosif à 4% dans l'air). Nous présentons l'étude d'un capteur plasmonique fibré pour la détection rapide et sensible de fuites d'hydrogène.

MODES QUASI-NORMAUX DANS UNE APPROXIMATION AU MODEL DE DRUDE : POTENTIEL EFFECTIF ET TERME D'ABSORPTION

L. Al Sheikh, J.-L. Jaramillo

Institut de Mathématique de Bourgogne, France; lamis.al-sheikh@u-bourgogne.fr

Notre objectif est de traiter les modes quasi-normaux d'une cavité optique 1D avec une permittivité issue du modèle de Drude. Cette étude suit étroitement le travail de Leung et al. La delta de Dirac peut être écrite en termes d'une somme quadratique des modes quasi-normaux, ce qui est compatible avec la complétude de ses modes.

NANOSTRUCTURES EN SEMICONDUCTEUR POUR LE FILTRAGE SPECTRAL

C. Maès

ONERA, France; clement.maes@onera.fr

Pour le filtrage spectral IR, les composants nanostructurés proposent des architectures simples de filtres comme les GMR (matériaux métalliques ou diélectriques). Intégrer ces composants au pixel de détection implique de nombreuses étapes de fabrication. Nous proposons une intégration monolithique en concevant des GMR en InAsSb et GaSb.

Modes quasi-normaux de résonateurs à matériaux dispersifs

A. Gras, W. Yan, P. Lalanne

LP2N Laboratoire Photonique Numérique et Nanoscience, France; alexandre.gras@institutoptique.fr

Les nanorésonateurs optiques métalliques ont une place importante dans la manipulation des interactions matière-rayonnement à l'échelle nanométrique. Leur réponse spectrale et leur dynamique temporelle sont principalement entraînées par leurs résonances naturelles, aussi appelées modes quasi-normaux (QNMs), avec des fréquences complexes.

Caractérisation des LEDS commerciales et leurs effets photovoltaïques sur ces leds

K. Remidi¹, A. Cheknané², M. Haddadi³

¹Laboratoire LSIC ENS de Kouba.B.P N°92 16308 Alger Algerie; ²Département de l'ingénierie électrique de l'Université de Laghouat Algerie; ³Département de l'ingénierie électronique de l'ENP El Harrach Alger Algerie; remidikam@gmail.com

Cet article décrit nos expériences sur la caractérisation électrique de diodes électroluminescentes commerciales de différentes couleurs rouge,jaune ..etc. ainsi que sur leur effet photovoltaïque .

Un deuxième travail réalisé à l'ENP d'El-Harrach a permis de mettre un dispositif de mesure pour montrer qu'il y a un effet photovoltaïque sur les LEDs .

FACTEUR DE PURCELL GEANT POUR UNE ANTENNE PLASMONIQUE COUPLEE A UN EMETTEUR UNIQUE

A. R. Dhawan¹, J. U. Esparza¹, H. Amyar¹, C. Schwob¹, M. Nasilowski³, B. Dubertret³, L. Coolen¹, P. Senellart², A. Maître¹

¹Sorbonne Université, France; ²C2N, université Paris-Saclay, CNRS; ³LPEM, ESPCI-CNRS; agnes.maitre@insp.upmc.fr

Des antennes plasmoniques de type patches ont été réalisées en positionnant un émetteur unique de manière déterministe au centre de l'antenne. Les antennes sub-lambda obtenues sont très brillantes, avec un facteur de Purcell supérieur à 200 et une forte émission multiexcitonique.

2.5.0.0

Optimisation évolutionniste multi-objective pour nanostructures photoniques à multiples résonances

P. R. Wiecha¹, A. Arbouet¹, C. Girard¹, A. Lecestre², G. Larrieu², V. Paillard¹

¹CEMES-CNRS, France; ²LAAS-CNRS, France; peter.wiecha@cemes.fr

Le design des propriétés optiques par la géométrie d'une particule est l'une des grandes perspectives de la nanooptique. Habituellement, une certaine forme de référence est systématiquement étudiée, une approche qui est assez limitée. Nous attaquons donc la conception de nanostructures avec des algorithmes évolutionnistes.

Conception de cônes de Dirac quasi-isotropes dans des cristaux photoniques unidimensionnels membranaires

F. Dubois, T. Deschamps, S. Cuff, X. Letartre, P. Viktorovitch, H. S. Nguyen

Institut des Nanotechnologies de Lyon, France; florian.dubois@doctorant.ec-lyon.fr

Les cônes de Dirac sont des dispersions particulières observées dans différents champs de la physique impliquant la propagation d'ondes dans des milieux périodiques. En optiques, ils sont souvent générés à partir de cristaux photoniques 2D, néanmoins il est aussi possible de les obtenir dans les cristaux photoniques 1D membranaires.

Manipulation optique de vortex d'Abrikosov dans les supraconducteurs

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

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

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

Théorie de Lorenz-Mie en termes de champs au point focal complexe

R. Gutiérrez-Cuevas¹, N. Moore², M. Alonso^{1,3}

¹The Institute of Optics, University of Rochester, Rochester, NY, USA; ²Department of Physics, Gonzaga University, Spokane, WA, USA; ³Aix Marseille Université, Centrale Marseille, Institut Fresnel, Marseille, France; rgutier2@ur.rochester.edu

Un traitement analytique de la diffusion de Lorenz-Mie de champs hautement focalisés est présentée. En décrivant le champ incident en termes de bases constitués de champs au point focal complexe, nous pouvons étudier la diffusion et le piégeage optique des champs ayant des propriétés intéressantes (MAO, polarisation non-uniforme, ...).

Quasi accord de phase non linéaire à l'aide de métasurfaces

S. Héron¹, B. Reineke², S. Vézian¹, B. Damilano¹, T. Zentgraf², P. Genevet¹

¹CNRS - CRHEA, France; ²University of Paderborn, Germany; sebastien.heron@crhea.cnrs.fr

Le Quasi-Accord de Phase, processus d'optique non linéaire utilisé pour construire un signal à partir d'un faisceau de pompe de forte intensité, est obtenu par inversion de polarité. Nous montrons que cet effet est contrôlable par l'implémentation de métasurfaces sur le trajet optique de la lumière propageant dans un guide d'onde.

ACCELERATION DE LA FLUORESCENCE PAR LES PLASMONS LOCALISES SUR UNE SURFACE OPALIQUE

G. Binard¹, K. Ouaret¹, C. Lethiec¹, L. Coolen¹, C. Schwob¹, L. Douillard², A. Maître¹

¹Sorbonne Université, France; ²SPEC, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay; agnes.maitre@insp.upmc.fr

Une opale métallisée combine un arrangement périodique de billes et des singularités géométriques entre elles, permettant d'exciter des plasmons localisés et propagatifs, mis en évidence en champs proche et lointain. En plaçant des émetteurs au niveau de ces points chauds, la densité d'état est modifiée et l'émission est accélérée.

IMAGER DES NANOPARTICULES SANS LENTILLE OPTIQUE

W. Bacsa¹, T. Myers², H. Ribera¹, F. Neumayer¹, S. Weber¹

¹Université Paul Sabatier, France; ²CRM Centre de Recerca Matemàtica, Bellatrava, Spain; wolfgang.bacsa@cemes.fr

Une imagerie optique diffractive est explorée pour augmenter la résolution spatiale des nanoparticules sur une surface et dans une matrice polymère. L'image optique est enregistrée avec une fibre optique, en balayant à proximité d'un substrat interférentiel. Une méthode ptychographique est utilisée pour récupérer la phase du champ optique.

Manipulation par voie optique de nanoparticules par une nano-antenne diabolique à résonance plasmonique

A. Nouho¹, N. Hameed¹, A. Idriss², F. Baida¹

¹Femto-st; ²Université de Djibouti; ali.nouho@femto-st.fr

Dans ce travail, nous présentons des résultats numériques que nous avons récemment obtenus sur l'étude de piégeage des nano-particules diélectriques, par une nano-antenne métallique placée sur un substrat de verre.

FILTRES PIXELLISES NANOSTRUCTURES DIELECTRIQUES POUR LE MOYEN INFRAROUGE

L. Macé^{1,2}, O. Gauthier-Lafaye¹, H. Camon¹, H. Leplan², F. Pradal², A. Hervy², M. Oussalah², A. Monmayrant¹

¹LAAS-CNRS; ²SAFRAN-REOSC; olivier.gauthier.lafaye@laas.fr

Les zero-contrast gratings forment une catégorie de filtres passe-bande étroits. Leur faible tolérance angulaire empêche leur usage pour des applications pixellisées. En intégrant un double réseau, nous augmentons leurs largeur spectrale et acceptance angulaire. Ces nouveaux filtres sont compatibles avec une utilisation sous forme pixellisée.

EXALTATION DE L'ÉMISSION THERMIQUE D'UN NANOEMETTEUR CHAUD PLACE AU VOISINAGE D'UNE NANOANTENNE

Emilie Sakat¹, Léo Wojszzyk¹, Jean-Paul Hugonin¹, Christophe Sauvan¹, Jean-Jacques Greffet¹

¹ Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Université Paris Saclay, Palaiseau, France

emilie.sakat@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

Pour une modulation ultra-rapide de l'émission thermique, nous proposons de chauffer des nanovolumes dont le temps de refroidissement est rapide. Pour compenser leur faible émission, nous les insérons au voisinage de nanoantennes froides. Optimiser l'émission revient à maximiser l'absorption dans le nanovolume : un critère original est établi.

MOTS-CLEFS : Nanoantennes ; Exaltation de l'absorption ; Dipôle optique

1. INTRODUCTION

Le développement des micro et nanotechnologies a permis la réalisation de structures permettant de confiner la lumière dans des volumes largement sub-longueur d'onde. En particulier les nanorésonateurs, également appelés nanoantennes, sont utilisés dans de nombreuses applications pour exalter l'absorption de la lumière dans des nanovolumes placés en leur voisinage. Dans ce travail nous exploitons cette propriété pour la modulation ultra-rapide de l'émission thermique qui pourrait être utile dans des applications de communication haut-débit à courte portée. D'après la loi de Kirchhoff, l'émission thermique est le produit de l'absorption dans le nanovolume par la luminance d'un corps noir porté à la même température que l'objet. Par conséquent, la modulation de l'émission peut être obtenue soit en modulant l'absorption [1,2], soit en modulant la température de l'émetteur [3]. Dans ce travail, nous proposons de chauffer des volumes nanométriques dont le temps de refroidissement est de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, laissant espérer une modulation par la température allant jusqu'à une dizaine de MHz [3]. L'absorption par des objets sub-longueur d'onde isolés étant extrêmement faible, nous exaltons cette émission en les plaçant au voisinage de nanoantennes. L'objectif devient alors de maximiser l'absorption dans une nanoparticule en présence d'une nanoantenne. Une étude théorique nous a permis de mettre en évidence un nouveau critère donnant une borne supérieure à cette section efficace d'absorption.

2. OPTIMISATION DE LA SECTION EFFICACE D'ABSORPTION D'UN NANO VOLUME

Optimiser l'émission thermique de la source revient à maximiser la section efficace d'absorption de la nanoparticule placée au voisinage de l'antenne.

$$\sigma_{abs}(\mathbf{u}, \omega) = \frac{\omega}{2P_0} \int_{V_e} \text{Im}(\varepsilon) |E|^2 d^3r \quad (1)$$

ε et V_e étant respectivement la permittivité et le volume de la nanoparticule, P_0 la norme du vecteur de Poynting incident, E l'exaltation du champ au niveau de la nanoparticule, \mathbf{u} et ω la direction et la fréquence de l'onde plane incidence. Cette expression montre que pour maximiser la section efficace d'absorption, la partie imaginaire de la permittivité de la nanoparticule ainsi que l'exaltation de champ doivent être maximales. Or ces deux valeurs sont hautement corrélées et il est

difficile de les optimiser indépendamment. En effet une trop grande valeur de la permittivité induit un écrantage du champ conduisant à une diminution de l'exaltation. A l'inverse, une idée souvent répandue dans la communauté consiste à penser que maximiser l'exaltation de champ due à l'antenne seule permet de trouver l'optimum d'absorption. Une telle vision perturbative du problème est en réalité insuffisante.

Nous montrons que le critère de mérite permettant de maximiser la section efficace d'absorption n'est ni le facteur de Purcell ni la maximisation de l'exaltation du champ de l'antenne seule. Ce critère permet de comprendre pourquoi l'optimum d'absorption se situe hors des points chauds de l'antenne ou hors résonance. Il permet également de décorrélérer l'optimisation de l'antenne de celui de la nanoparticule. En effet il donne dans un premier temps une borne supérieure à l'absorption qui ne dépend que des propriétés de l'antenne. Ce n'est que dans un deuxième temps que la permittivité de la nanoparticule est déterminée car la borne supérieure liée à l'antenne ne peut être atteinte que pour une polarisabilité de particule bien définie. La figure 1 représente cette valeur maximale d'absorption $\sigma_{\text{abs max}}$ pour une antenne formée de deux nanocylindres métalliques en fonction de divers valeurs de l'espacement entre les cylindres. A titre de comparaison, l'exaltation du champ au centre du gap de l'antenne est représentée (en l'absence de particule). On remarque que contrairement aux idées reçues la section efficace d'absorption maximale augmente quand l'exaltation de champ diminue.

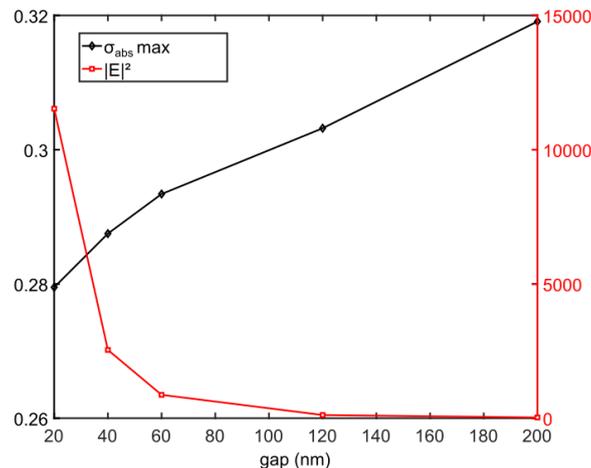


Fig. 1 : Illustration du critère de mérite $\sigma_{\text{abs max}}$ (en μm^2) pour une antenne dimer composée de deux cylindres d'or de rayons 15 nm. Pour chaque valeur de gap la longueur des cylindres est modifiée pour garder une longueur d'onde de résonance constante à $\lambda = 3 \mu\text{m}$. Pour comparaison l'exaltation de champ $|E|^2$ dans l'antenne seule est également tracée.

CONCLUSION

Nous avons démontré la possibilité de moduler rapidement l'émission thermique en utilisant des nanoémetteurs chauds dont le temps de refroidissement est rapide et en les plaçant au voisinage de nanoantennes froides. L'optimisation de l'émission passe alors par la maximisation de l'absorption dans le nanoémetteur. Pour cela, nous avons mis en évidence un critère qui n'est ni le facteur de Purcell ni la maximisation de l'exaltation de champ.

RÉFÉRENCES

- [1] S. Vassant et al., *Applied Physics Letters* **102**, 081125 (2013)
- [2] T. Inoue et al., *Nature Materials*, **103**, 10, 928 (2014)
- [3] E. Sakat et al., *Optica* **5**, 175-179 (2018)

GaN Semiconductor based Optical metasurfaces for visible wavelength

Gauthier Brière¹, Sébastien Héron¹, Peinan Ni¹, Stéphane Vézian¹, Benjamin Damilano¹, and Patrice Genevet^{1,*}

¹Université Côte d'Azur, CRHEA CNRS, Sophia Antipolis, France

* Email: pg@crhea.cnrs.fr

We explore the fabrication and characterization of semiconductor based metasurfaces using gallium nitride material. Several nanofabrication approaches are discussed including free standing metasurface membranes, direct etching and sublimation of GaN metastructures to deflect and focus light at visible wavelength. We propose a new approach to compensate the effect of chromatic dispersion in refractive material with metasurfaces.

The common way to manipulate light consists in using classical optical elements such as lenses and mirrors. Since few years, a new way to manipulate light with two dimensional optical components (metasurfaces) have been exploited to control light propagation using local phase discontinuities. Abrupt modifications of the fields across an interface can be engineered by depositing an array of sub-wavelength resonators specifically tailored to address local amplitude, phase and polarization changes [1]. Metasurfaces have been implemented to obtain various sorts of optical functionalities, ranging from the basic control of the transmission and reflection of light [1-2], to the control of the radiation patterns for comprehensive wavefront engineering and holography[3].

In this work, we will present our recent results on metasurfaces able to deflect and/or focus light at visible wavelength using an ensemble of spatially varying nano-ridges and nanopillars made of semiconductor materials. We will discuss the new fabrication techniques based on nanoimprinting and selective sublimation [4] (fig1).

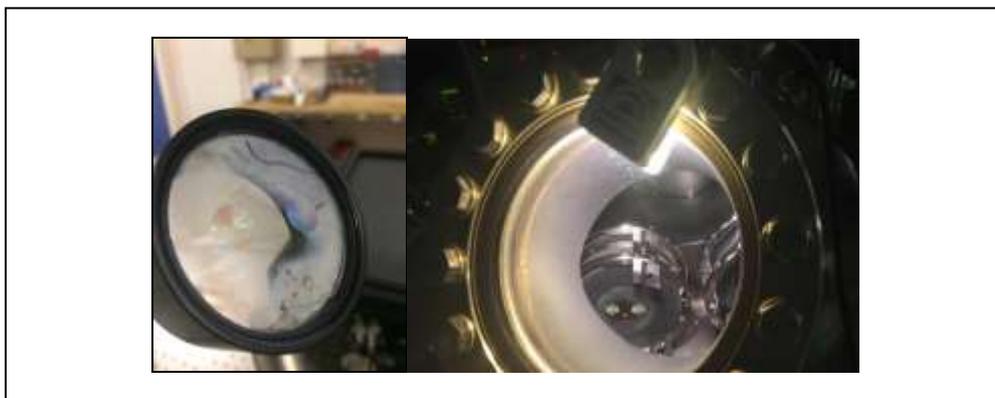


Fig. cm-scale high NA GaN metalens. The fabrication process is highly original, involving GaN MBE growth and selective sublimation after ebeam patterning in MBE reactor. Large scale devices of high numerical apertures and high transmission properties have been achieved.

REFERENCES:

- [1] P. Genevet, F Capasso, F Aieta, M Khorasaninejad, R Devlin, **Optica** 4 (1), 139-152 (2017).
- [2] N. Yu, P. Genevet, M. Kats, J.P. Tetienne, F. Capasso, Z. Gaburro, **Science** 334,333 (2011)
- [3] P. Genevet and F. Capasso, **Reports of Progress in Physics**, 78, 024401 (2015)
- [4] B. Damilano et al., **Nano letters**, 16(3), 1863-1868 (2016).

MODELISATION DE L'INTERACTION DE LA LUMIERE AVEC DES SURFACES NANO-STRUCTUREES COMPLEXES

Kevin Vynck¹, Maxime Bertrand¹, Alexis Devilez¹, Louis Bellando¹, Jean-Paul Hugonin²,
Philippe Lalanne¹

¹ LP2N, CNRS – IOGS – Univ. Bordeaux, 33400 Talence, France

² LCF, CNRS – IOGS – Université Paris-Saclay, 91127 Palaiseau, France

kevin.vynck@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

L'auto-assemblage de nanoparticules complexes, fortement résonantes, dans des empilements de couches minces est une approche très prometteuse pour la réalisation de nouveaux matériaux photoniques. Nous présentons ici une méthode permettant de modéliser la réponse optique de ces systèmes désordonnés dans toute leur complexité.

MOTS-CLEFS : *Modélisation ; Nanoparticules ; Milieux désordonnés ; Diffusion multiple*

1. INTRODUCTION

Le développement des techniques ascendantes (*bottom-up*) de synthèse de nano-objets durant ces deux dernières décennies a conduit à une prolifération de nouvelles nanoparticules de forme et de composition variées qui peuvent interagir fortement avec la lumière malgré leur petite taille et ce sur une large gamme de longueurs d'onde [1,2]. Ces nanoparticules colloïdales aux propriétés déjà très riches peuvent être auto-assemblées dans des empilements de couches minces métallo-diélectriques possédant des modes guidés photoniques et/ou plasmoniques. L'interaction des nanoparticules avec des interfaces et entre elles peut engendrer de nouvelles fonctionnalités optiques dues à la formation de nouveaux modes résonants hybrides et/ou collectifs, tels qu'une absorption très forte indépendante de l'angle d'incidence [3], un couplage contrôlé de la lumière entre les modes guidés de la structure et l'espace libre [4], ou encore une modification du régime de transport lumineux dans la structure [5].

Prédire théoriquement ou numériquement les propriétés optiques de telles « surfaces nanostructurées complexes » est cependant resté un défi apparemment insurmontable jusqu'à présent, dû à la difficulté de simuler des phénomènes cohérents engendrés depuis l'échelle nano – au niveau de la nanoparticule individuelle – jusqu'à l'échelle méso – au niveau de l'ensemble de nanoparticules. D'une part, les phénomènes à l'échelle nano sont généralement étudiés via des méthodes de résolution directe des équations de Maxwell (FDTD, éléments finis, ...) qui sont bien trop lourdes numériquement et trop peu intuitives pour analyser de grands ensembles désordonnés de nanoparticules. D'autre part, les méthodes développées pour traiter la diffusion multiple par de grands ensembles (dipôles couplés, matrice T, ...) sont limitées dès lors que les nanoparticules interagissent en champ proche avec une ou plusieurs interfaces et/ou entre elles. Des efforts sont actuellement entrepris pour pallier cette limitation [6].

2. RESULTATS

Dans cet exposé, nous présentons une méthode théorique et numérique qui vise à pouvoir modéliser la réponse optique d'ensembles de nanoparticules complexes (de forme et de composition arbitraires) en forte interaction dans des empilements de couches minces. Le verrou principal à lever est la possibilité de prendre simultanément en compte les interactions entre nanoparticules et interfaces en champ proche et en champ lointain.

L'approche que nous proposons consiste à trouver un *petit* ensemble de dipôles électriques et magnétiques qui reproduise le champ *proche* diffusé par une nanoparticule individuelle pour toute excitation (à une fréquence fixée). En pratique, une série de simulations électromagnétiques est réalisée sur une nanoparticule individuelle avec une méthode standard de résolution des équations de Maxwell, et le tenseur de polarisabilité de l'ensemble de dipôles censé reproduire le champ proche diffusé par la nanoparticule est obtenu par résolution numérique d'un problème inverse. Le problème de diffusion de la lumière par un ensemble de nanoparticules peut ensuite être résolu via un formalisme standard de tenseur de Green dans des milieux stratifiés. Le fait d'utiliser un nombre relativement faible de dipôles permet de traiter le cas d'un grand nombre de nanoparticules. Un test de validation de la méthode est donné en Fig. 1.

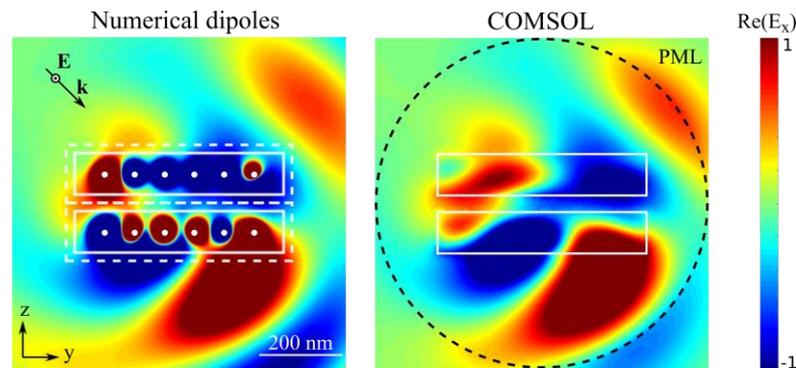


Fig. 1 : Validation de la méthode dans le cas de deux cylindres de Silicium ($L=500$ nm, $D=100$ nm) dans un milieu d'indice 1.5, excités par une onde plane à 580 nm. Les lignes blanches continues indiquent les bords des cylindres. Le tenseur de polarisabilité de l'ensemble de dipôles (points blancs) est calculé pour reproduire le champ proche diffusé par une nanoparticule sur une surface qui l'entoure (lignes blanches pointillées). Ceci permet ensuite de prédire la réponse optique de plusieurs particules interagissant en champ proche. Le champ diffusé par la paire de cylindres est très bien reproduit, en comparaison aux simulations exactes (COMSOL).

REMERCIEMENTS

Ce travail a été financé par la Mission pour l'Interdisciplinarité du CNRS via le projet structurant « NanoCG » du Défi InPhyNiTi, par l'IDEX Bordeaux – LAPHIA (ANR-10-IDEX-03-02) via le projet Risky « X-STACKS », et par l'ANR via le projet JCJC « NanoMiX » (ANR-16-CE30-0008) [7].

RÉFÉRENCES

- [1] S. Lal, S. Link, and N. J. Halas, "Nano-optics from sensing to waveguiding," *Nature Photon.*, vol. 1, pp. 641-648, 2007.
- [2] M. Tréguer-Delapierre, J. Majimel, S. Mornet, E. Duguet, and S. Ravaine, "Synthesis of non-spherical gold nanoparticles," *Gold Bull.*, vol. 41, pp. 195-207, 2008.
- [3] A. Moreau, C. Ciraci, J. J. Mock, R. T. Hill, Q. Wang, B. J. Wiley, A. Chilkoti, and D. R. Smith, "Controlled-reflectance surfaces with film-coupled colloidal nanoantennas," *Nature*, vol. 492, pp. 86-89, 2012.
- [4] K. Vynck, M. Burrese, F. Riboli, and D. S. Wiersma, "Photon management in two-dimensional disordered media," *Nature Mater.*, vol. 11, pp. 1017-1022, 2012.
- [5] J. Wang, and A. Z. Genack, "Transport through modes in random media," *Nature*, vol. 471, pp. 345-348, 2011.
- [6] A. Egel, Y. Eremin, T. Wriedt, D. Theobald, U. Lemmer, and G. Gomard, "Extending the applicability of the T-matrix method to light scattering by flat particles on a substrate via truncation of Sommerfeld integrals," *J. Quant. Spectr. Rad. Trans.*, vol. 202, pp. 279-285, 2017.
- [7] <http://www.lp2n.fr/nanomix/>

STRUCTURES NANOPHOTONIQUES POUR LE PIÉGEAGE OPTIQUE DANS LES CELLULES SOLAIRES ULTRAFINES

Inès Massiot¹

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

ines.massiot@laas.fr

RÉSUMÉ

Réduire l'épaisseur des cellules solaires est un enjeu clef pour permettre le développement à grande échelle du solaire photovoltaïque. Je présenterai ici les avancées récentes réalisées dans le développement de cellules solaires ultrafines grâce à la nanophotonique.

MOTS-CLEFS : Photovoltaïque ; Piégeage optique ; Plasmonique

1. INTRODUCTION

D'après l'agence internationale de l'énergie (IEA), le solaire photovoltaïque pourrait représenter 16 % de la production mondiale d'électricité en 2050 [1]. Atteindre cet objectif nécessite non seulement d'augmenter le rendement de conversion des modules photovoltaïques mais également de réduire la quantité de matériau absorbeur consommée. Intégrer des stratégies efficaces de piégeage des photons pourrait permettre de réduire d'un ordre de grandeur l'épaisseur des cellules conventionnelles. On vise ainsi des cellules solaires ultrafines en dessous de 20 μm pour le silicium cristallin (c-Si) et 400 nm pour les matériaux couches minces (GaAs, CIGS, CdTe,...). Je présenterai ici un aperçu des avancées réalisées dans l'intégration photonique dans les cellules solaires ultrafines, en particulier dans les filières silicium et GaAs.

2. TEXTURATION DE CELLULES EN SILICIUM (1-20 μM)

Pour dépasser la limite de l'absorption simple passage dans la cellule solaire ultrafine en c-Si, une approche consiste à combiner une texturation sub-micrométrique de la surface avec un réflecteur arrière. Je présenterai ainsi les résultats notables obtenus dans la communauté avec cette approche.

En particulier, un rendement record de 8.6 % a été obtenu pour une cellule en c-Si de 1.1 μm grâce à l'intégration de structures nanophotoniques désordonnées (Fig.1). Ces travaux représentent une étape importante vers des cellules ultrafines de 5 à 10 μm en c-Si car ils valident le développement de plusieurs briques essentielles à la cellule ultrafine nanostructurée : l'élaboration de couches minces d'absorbeur, la structuration de la cellule et la passivation électrique des interfaces.

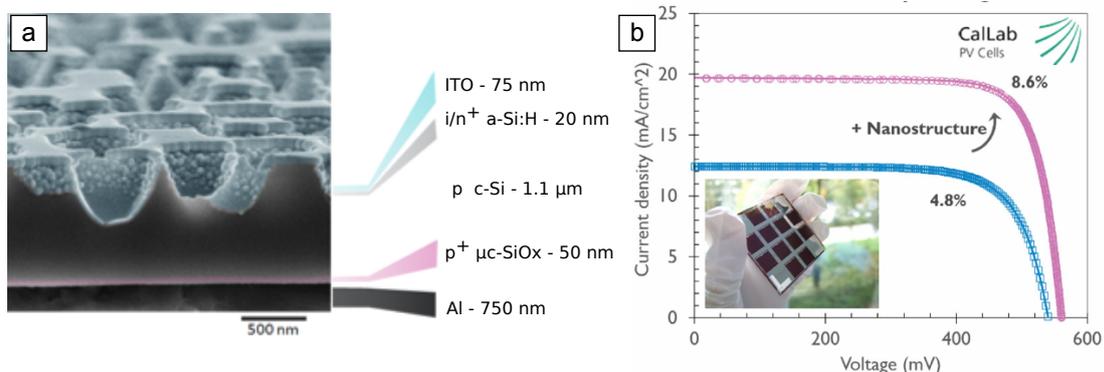


FIGURE 1 : Cellules en silicium cristallin intégrant des nanostructures photoniques désordonnées. (a) Image MEB en coupe de la cellule. (b) Caractéristiques I-V de la cellule record ($\eta=8.6\%$) (rose) comparée à une cellule plane de référence (bleu). Figures tirées de [2].

3. STRUCTURES PLASMONIQUES POUR MATÉRIAUX COUCHES MINCES (≤ 400 nm)

Une approche privilégiée pour confiner l'absorption des photons dans une couche de semiconducteur dans le domaine sub-longueur d'onde est l'excitation de plasmons dans des nanostructures métalliques. En particulier, je présenterai une architecture multi-résonante couplant un réseau périodique métallique avec un réflecteur arrière. J'ai montré expérimentalement (Fig.2a) que cette architecture permettait d'obtenir l'absorption large bande requise dans le cas de la cellule solaire. Aux grandes longueurs d'onde, le couplage entre les plasmons de surface aux deux interfaces métal/semi-conducteur de la structure permet d'exalter très fortement le champ électromagnétique dans la couche d'absorbeur. Cette exaltation confine préférentiellement l'absorption dans la couche de semiconducteur et limite donc les pertes par absorption parasite dans le métal (Fig.2b).

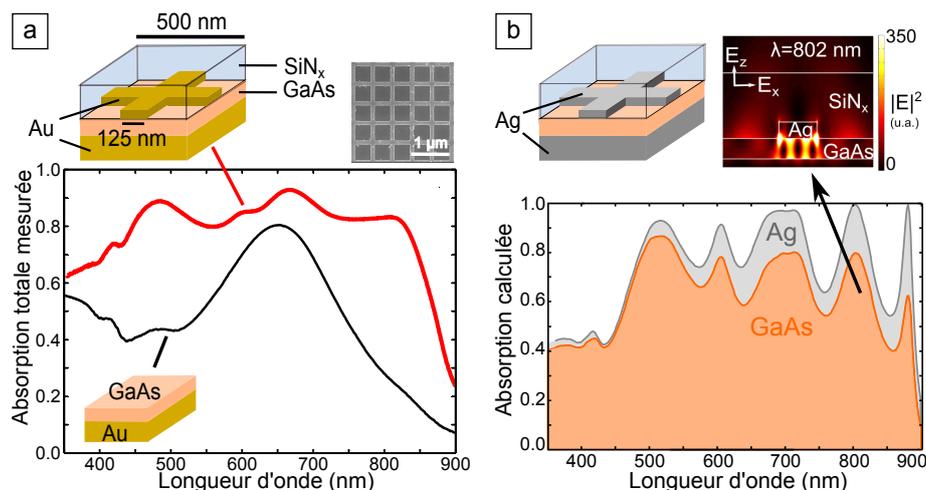


FIGURE 2 : Cellules ultrafines en GaAs à base de structures plasmoniques résonantes. (a) Absorption totale mesurée dans la cellule structurée (rouge) comparée à un substrat de référence (noir) ; haut : schéma du réseau et image MEB. (b) Absorption calculée (RCWA) dans la couche de GaAs (orange) et dans les parties métalliques (gris) sous une incidence normale ; haut : schéma du réseau et carte de l'intensité du champ électrique pour $\lambda=802$ nm. Figures tirées de [3].

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

A plus long terme, exalter l'absorption dans un volume de semiconducteur très petit permettra également de combiner une densité de porteurs élevée avec une courte distance de collection, ce qui permettrait de développer des concepts avancés de dispositifs haut rendement tels que les cellules solaires à porteurs chauds ou les cellules solaires multijonction ultrafines.

RÉFÉRENCES

- [1] International Energy Agency, *Technology Roadmap : Solar Photovoltaic Energy*, 2014.
- [2] V. Depauw, C. Trompoukis, I. Massiot, W. Chen, A. Dmitriev, P. Roca i Cabarrocas, I. Gordon and J. Poortmans, "Sunlight-thin Nanophotonic Monocrystalline Silicon Solar Cells," *Nano Futures*, vol. 1, pp. 021001, 2017.
- [3] I. Massiot, N. Vandamme, N. Bardou, C. Dupuis, A. Lemaitre, J-F. Guillemoles and S. Collin, "Metal Nanogrid for Broadband Multiresonant Light-Harvesting in Ultrathin GaAs Layers," *ACS Photonics*, vol. 1, pp. 878-884, 2014.

DE L'EXALTATION A L'EXTINCTION DE LUMINESCENCE DANS DES PARTICULES PLASMONIQUES : COMMENT CONTROLER LES TRANSFORMATIONS PHOTO-INDUITES ?

Céline Molinaro¹, Sylvie Marguet², Ludovic Douillard¹, Fabrice Charra¹, Céline Fiorini-Debuisschert¹

¹ SPEC, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex, France

² NIMBE, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette cedex, France

celine.fiorini@cea.fr

RÉSUMÉ

L'extinction réversible de la luminescence à deux photons (TPL) de bâtonnets d'or illuminés à résonance à haute densité d'énergie est étudiée. Nous montrons que l'origine est une diminution photo-induite du rapport d'aspect du bâtonnet, la TPL constituant un outil de choix pour détecter de très petites différences morphologiques.

MOTS-CLEFS : *plasmon; luminescence ; effets photo-thermiques*

1. INTRODUCTION

La luminescence plasmonique continue de faire l'objet de nombreux travaux et discussions, différents mécanismes pouvant être à l'origine de ces phénomènes d'émission selon le type d'objets ou les conditions d'excitation ; du rayonnement thermique, aux effets multiphotoniques ou de diffusion inélastique [1]. Nous avons récemment démontré que la très forte luminescence de nanobâtonnets d'or colloïdaux était le résultat d'un «double effet d'antenne» en lien direct avec les deux résonances plasmon de ce type d'objet [2]. Ainsi, l'excitation d'un nanobâtonnet à sa fréquence plasmon longitudinale ($\lambda_{exc} \approx \lambda_{LR}$) conduit d'abord à une augmentation de l'absorption et donc à une augmentation de la production de paires électrons-trous « chauds » qui se recombinent ensuite radiativement dans le mode plasmon transverse ($\lambda_{em} \approx \lambda_{TR}$), ie avec un taux d'émission accru.

À des échelles de temps plus longues, les interactions électrons-phonons offrent un autre mécanisme de relaxation pour les électrons chauds avec des applications potentielles en photothérapie et en science des matériaux [3]. Selon la puissance incidente et la durée d'impulsion, différents types d'effets photothermiques peuvent être observés : fusion, fragmentation, déformation, voire même nanocavitation ; les expériences rapportées jusqu'à présent dans la littérature correspondant cependant à de très fortes densités d'énergie ($> \text{mJ.cm}^{-2}$).

Dans le travail présenté ici, nous avons étudié le cas de densités d'énergie beaucoup plus faibles ($125 \mu\text{J.cm}^{-2}$) en considérant par ailleurs de très petits objets (bâtonnets de 10 nm de diamètre et 40 nm de longueur). Les fortes variations de luminescence (TPL) observées révèlent des changements photo-induits même à faible excitation laser incidente. Nous montrons que l'origine est une diminution photo-induite du rapport d'aspect du bâtonnet, l'élévation de température s'avérant relativement limitée étant donné les temps caractéristiques d'échange avec le milieu ambiant, qui sont très rapides pour ces petits objets [4, 5].

2. RESULTATS & DISCUSSIONS

Nous avons analysé en détail les changements morphologiques d'un grand nombre de bâtonnets, étudiés à l'échelle individuelle, après immobilisation préalable sur des substrats de verre éventuellement recouverts d'ITO (indium tin oxyde). Pour ce faire, nous avons utilisé un dispositif expérimental spécifique couplant un microscope à force atomique à un microscope optique inversé associé à une excitation laser femtoseconde (laser Titane-Saphir), de façon à pouvoir réaliser simultanément des mesures corrélées de topographie et de luminescence à 2 photons.

Une extinction du signal de luminescence à 2 photons est observée dès l'utilisation d'excitation de densité d'énergie supérieure à $100 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$. Nous mettons en évidence que l'origine est une diminution photoinduite du rapport d'aspect des bâtonnets, le signal pouvant ainsi être retrouvé après un décalage vers le bleu de la longueur d'onde d'excitation. Une analyse théorique a été effectuée mettant en évidence des effets thermiques limités dans le régime femtoseconde pour ces petites nanoparticules, en accord avec les caractérisations topographiques complémentaires réalisées par microscopie électronique à balayage (SEM) et microscopie à force atomique (AFM). Nous avons pu montrer par ailleurs que la relaxation de température était complète entre deux impulsions laser, évitant ainsi tout effet cumulatif d'une impulsion laser sur l'autre [5].

De façon intéressante, en travaillant à une longueur d'onde excitatrice fixe (résonance longitudinale initiale du bâtonnet), le décalage de résonance du bâtonnet consécutif à son changement morphologique photoinduit, agit comme une rétroaction pour stabiliser la forme et la taille de l'objet. Inversement, un ajustement continu de la longueur d'onde d'excitation au décalage photoinduit de la résonance offre un moyen de poursuivre le changement morphologique du bâtonnet sous illumination. La TPL s'avère par ailleurs un outil très précis pour surveiller les processus de transfert lumière-chaaleur, ouvrant ainsi de nouvelles perspectives pour la modification photo-induite contrôlée de particules plasmoniques uniques.

RÉFÉRENCES

- [1] L. Roloff, P. Klemm, I. Gronwald, R. Huber, J.M. Lupton, S. Bange, *Nanolett.*, 17, 7914 (2017)
- [2] C. Molinaro, Y. El Harfouch, E. Palleau, F. Eloi, S. Marguet, L. Douillard, F. Charra and C. Fiorini-Debuisschert, *J. Phys. Chem. C*, 120, 23136, (2016).
- [3] ML. Brongersma, NJ. Halas and P Nordlander, *Nature Nanotechnology*, 10, 25 (2015).
- [4] G. Baffou and H. Rigneault, *Phys. Rev. B*, 2011, 84, 035415.
- [5] C. Molinaro, S. Marguet, L. Douillard, F. Charra and C. Fiorini-Debuisschert, *Phys Chem Chem Phys*, 2018, DOI: 10.1039/C8CP00867A, asap.

Remerciements : Ce travail a bénéficié d'une aide de l'Agence Nationale de la Recherche portant la référence ANR-12-BS10-016-HAPPLE et se poursuit avec le projet Plan Cancer 2017-HEPPROS.

DES CLUSTERS DE NANOPARTICULES COMME SOURCES DE HUYGENS ISOTROPES POUR DES APPLICATIONS METASURFACES

Romain Dezert¹, Philippe Richetti¹, Alexandre Baron¹

¹ Université de Bordeaux, CNRS, CRPP-UMR 5031, 115 Avenue Schweitzer, F-33600 Pessac, France

dezert@crpp-bordeaux.cnrs.fr, richetti@crpp-bordeaux.cnrs.fr, baron@crpp-bordeaux.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons des clusters sphériques, composés d'inclusions diélectriques ou métalliques, comme de nouvelles sources de Huygens isotropes. Nous montrons que ces structures peuvent présenter des résonances électriques et magnétiques de différents ordres superposées deux à deux aux fréquences optiques. Ces objets peuvent également servir d'éléments de bases pour l'élaboration de métasurfaces, aussi bien pour des applications de contrôle de front d'onde que pour la réalisation d'absorbeurs parfaits.

MOTS-CLEFS : *source de Huygens ; nano-cluster ; metasurface ; diffusion*

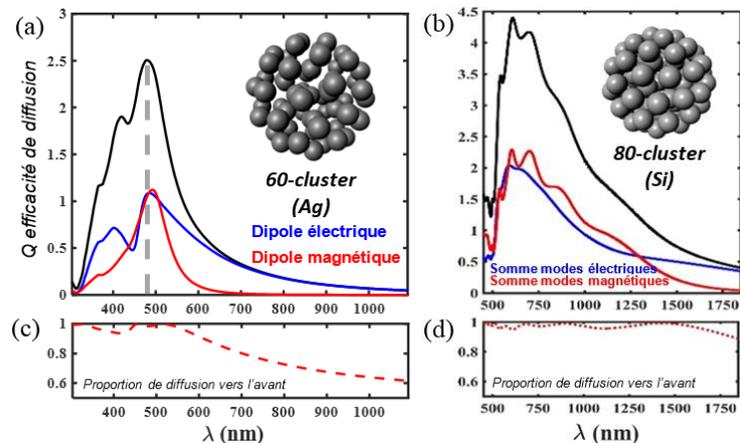
1. INTRODUCTION

Au cours des dernières années, les sources de Huygens ont connues un regain d'intérêt puisqu'elles offrent de nouvelles possibilités en termes de manipulation de la lumière à l'échelle nanométrique. Se comportant comme des nano-antennes, ces objets sont caractérisés par une diffusion très asymétrique résultant d'interférences entre leurs modes induits optiquement. En effet, une diffusion exclusivement dans la direction de l'onde incidente est observée dès lors qu'une structure présente des modes électrique et magnétique de même ordre (dipolaire, quadrupolaire, etc ...) d'amplitude et de phase égale. Notre travail présente des sources de Huygens isotropes, réalisées par des clusters sphériques compacts de nanoparticules, et affichant de fortes efficacités de diffusion [1].

2. CLUSTERS DE PARTICULES COMME SOURCES DE HUYGENS RESONNANTES OU LARGE BANDE

Nous étudions les propriétés optiques de clusters de particules colloïdales à l'aide du solveur de T-matrix fourni par Mackowski [2], basé sur la théorie généralisée de Mie. Deux exemples de comportements sont présentés figure 1.

Figure 1. (a) et (b) sont les efficacités de diffusion pour deux clusters différents. La courbe noire est l'efficacité totale, la courbe bleue (rouge) est l'efficacité des modes électriques (magnétiques). (c) et (d) sont les fractions en % de l'énergie totale diffusée vers l'avant.



Le premier cas présente un cluster de 60 particules d'argent dont les deux résonances dipolaires électrique et magnétique se superposent autour de 500nm. Une forte diffusion vers l'avant avoisinant les 100% est par conséquent observée autour de cette longueur d'onde. Le second présente un cluster constitué de 80 inclusions de silicium affichant des propriétés de sources de Huygens sur une large bande de 1000 nm couvrant le domaine du visible et du proche infrarouge.

3. METASURFACE : ABSORBEURS PARFAITS ET SURFACES A FORTE TRANSMISSION POUR MANIPULATION DE FRONT D'ONDE

En considérant un réseau de sources de Huygens, la propriété de diffusion unidirectionnelle peut être exploitée pour contrôler l'amplitude et la phase d'une onde lors de sa propagation [3].

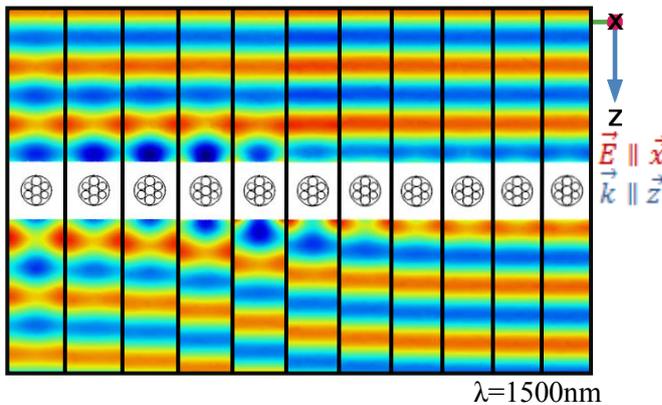


Figure 2. **Manipulation de front d'onde.** Carte du champ électrique normalisé par le champ incident. Chaque case correspond à une cellule unitaire d'un réseau périodique de cluster de Si de 13 particules. Le pas prend des valeurs entre 1585nm à 1305nm de gauche à droite. Dans chaque cas, la transmission est supérieure à 90%

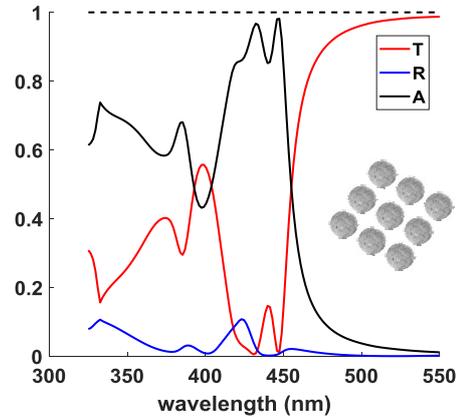


Figure 3. **Absorbteur parfait.** Absorption, transmission et réflexion pour un réseau de clusters constitué de 13 particules de silicium. Le pas du réseau est de 331nm. La simulation a été réalisée sous COMSOL Multiphysics.

La figure 2 montre que les clusters de silicium sont des éléments adaptés pour des applications de manipulation de front d'onde dans l'infrarouge (focalisation ou déflexion de faisceau, holographie, ...) puisqu'il est possible de modifier la phase de l'onde transmise en faisant varier le pas d'un réseau de clusters, tout en conservant une forte transmission (supérieure à 90%). Par ailleurs, il est également connu que des sources de Huygens présentant des pertes peuvent être exploitées pour obtenir des absorbteurs parfaits [4]. La figure 3 montre que les pertes intrinsèques élevées du silicium aux faibles longueurs d'onde, combinées au comportement de source de Huygens des clusters, nous permettent d'obtenir une absorption de près de 100% dans le visible.

CONCLUSION

Nous montrons que des sources de Huygens dipolaires ou extrêmement large bande dans le visible peuvent être réalisées avec des clusters compacts d'inclusions métalliques ou diélectriques. Les propriétés de diffusion de ces objets peuvent être exploitées pour totalement absorber une onde incidente ou pour localement contrôler la phase d'une onde à transmettre. Ces objets pouvant être synthétisés par auto-assemblage, pourraient offrir une alternative aux sources de Huygens couramment obtenues par voie lithographique.

RÉFÉRENCES

- [1] Dezert R, Richetti P, & Baron A 2017. Physical Review B, 96(18), 180201
- [2] Mackowski D W, & Mishchenko M I 1996. JOSA A, 13(11), 2266-2278.
- [3] Staude I and Schilling J 2017. Nature Photonics, 11(5), 274.
- [4] Alaei R, Albooyeh M, and Rockstuhl C 2017. Journal of Physics D: Applied Physics, 50(50), 503002.

NANOANTENNES PLASMONIQUES NONLINEAIRES

R.Méjard¹, S. Viarbistkaya¹, O. Demichel¹, A. Bouhelier¹, B. Cluzel¹

¹ Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, CNRS UMR 6303, Université de Bourgogne Franche-Comté, 9 Avenue Alain Savary, Dijon, France.

benoit.cluzel@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Dans ce travail, nous étudions les propriétés nonlinéaires des nanoantennes plasmoniques en or. Nous nous intéressons notamment aux processus de conversion de fréquences tels que la luminescence multiphotonique et la génération de seconde harmonique. Les dynamiques spatiales et temporelles de ces phénomènes sont analysées par microscopie nonlinéaire. Nous quantifions la génération de porteurs chauds assistée par plasmon lors du processus d'absorption multiphotonique et déterminons les sections efficaces d'absorption nonlinéaire mise en jeu. Enfin, le rôle de l'état de cristallinité des nanoantennes sur les nonlinéarités mesurées est évalué.

MOTS-CLEFS : *nanoantennes; interactions électrons-photons; plasmonique nonlinéaire*

1. INTRODUCTION

Les résonances plasmoniques de nano-antennes métalliques conduisent à une forte exaltation locale du champ électromagnétique qui favorise les processus nonlinéaires [1-2] tels que la génération de seconde harmonique (SHG) ou la luminescence multi-photons (MPL). Si la SHG est connue pour être un mécanisme cohérent et instantané, la MPL est un mécanisme incohérent faisant intervenir un état intermédiaire réel peuplé d'électrons chauds dont la dynamique est gouvernée par les interactions électrons-phonons (e-ph). La communauté plasmonique porte un intérêt grandissant pour ces porteurs qui interviennent dans le cadre des mécanismes de photo-catalyse [3] ou encore de conversion photo-électrique [4]. La génération de seconde harmonique est très largement utilisée en microscopie nonlinéaire mais son origine reste encore mal comprise. Notre objectif dans ce travail est d'approfondir la compréhension et le contrôle de ces mécanismes nonlinéaires afin d'optimiser leur utilisation dans les dispositifs plasmoniques.

2. GENERATION DE PORTEURS CHAUDS ASSISTEE PAR PLASMONS

La luminescence multi-photons est un mécanisme électronique complexe mettant en jeu une population de porteurs chauds. Nous avons développé une expérience pompe-sonde en microscopie nonlinéaire en vue de sonder le déclin ultra rapide de cette population de porteurs chauds dans les nanoantennes, puis de déterminer les interactions e-ph mises en jeu. Nous modélisons ensuite nos observations par un modèle à deux températures et l'ajustement de nos données expérimentales permet de quantifier l'efficacité d'excitation des porteurs chauds ainsi que leur durée de vie. Nous accédons ainsi à des valeurs quantitatives de section efficace d'absorption nonlinéaire et mettons en évidence l'impact des résonances plasmoniques sur la durée de vie des porteurs chauds photogénérés [5].

3. DELOCALISATION DE L'EMISSION NONLINEAIRE

Nous avons ensuite étudié la distribution spatiale de l'émission nonlinéaire (SHG et MPL) des nanoantennes générée par une impulsion femtoseconde focalisée. Nous observons en particulier que leur émission nonlinéaire en champ lointain à partir d'une excitation locale se délocalise sur l'intégralité de la nanoantenne. La nature et l'origine des différents processus d'émission nonlinéaire sont étudiées à l'aide des diagrammes de rayonnement angulaire expérimentaux. Nous

montrons en particulier que ces processus d'émission nonlinéaire sont assistés par la propagation d'un plasmon de surface à la longueur d'onde d'excitation ce qui ouvre la voie à de nouvelles méthodes de conception et de contrôle du profil spatial des processus d'émission nonlinéaire cohérent et incohérent [6].

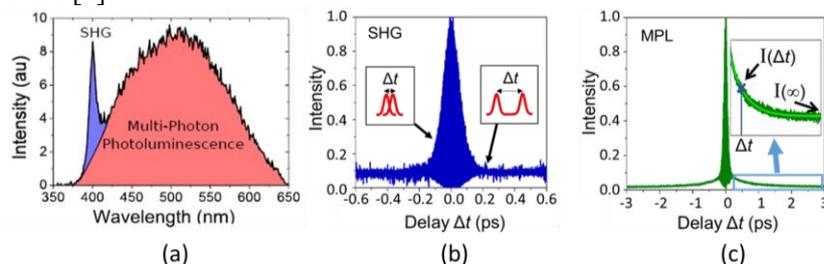


Fig. 1 a) Spectre d'émission nonlinéaire d'une nanoantenne d'or sous illumination femtoseconde. Trace d'autocorrelation de l'émission de seconde harmonique (b) de luminescence multiphotonique (c).

4. ROLE DE LA CRISTALLINITE DES NANOANTENNES

Enfin, nous avons cherché à évaluer l'impact de l'ordre cristallin dans les nanoantennes sur ses nonlinéarités optiques ainsi que sur la dynamique temporelle des porteurs chauds. Des nanoantennes polycristallines ont été élaborées à l'aide d'un procédé standard (lithographie, évaporation, lift-off) et comparées à des nanoantennes monocristallines fabriquées par un nouveau procédé que nous avons mis au point [7]. La comparaison de leurs propriétés nonlinéaires montre que la génération de seconde harmonique est améliorée d'un ordre de grandeur dans le cas de l'or monocristallin tandis que l'efficacité de MPL reste inchangée. Nous analysons enfin l'évolution temporelle de la dynamique nonlinéaire des porteurs chauds mis en jeu dans les nanoantennes monocristallines réalisées. Nous montrons en particulier la nonlinéarité du processus de MPL augmente linéairement en fonction de la densité de porteurs mis en jeu [8]. Ces observations apportent de nouveaux éléments de réflexion quand à l'origine de la MPL dans les nanoantennes d'or et cela pourra être discuté dans cette communication.

CONCLUSION

Nous étudions les propriétés nonlinéaires des nanoantennes plasmoniques et plus particulièrement les mécanismes de luminescence multiphotonique et de génération de seconde harmonique. Nous avons cherché à déterminer leur origine, leur nature et leur dynamique ultrarapide. La génération de porteurs chauds associée à la luminescence multiphotonique est quantifiée et son couplage aux résonances plasmoniques a été mis en évidence. Enfin, nous étudions l'impact de la cristallinité du matériau constitutif des nanoantennes sur ces différents phénomènes et faisons le lien avec une littérature contradictoire dans ce domaine.

RÉFÉRENCES

- [1] Martti Kauranen & Anatoly V. Zayats, Nonlinear Plasmonics, Nature Photonics 6, 737 (2012)
- [2] S. Bin Hasan, F. Lederer, C. Rockstuhl, Nonlinear plasmonic antennas, Materials Today 14, 478 (2014)
- [3] S. Linic et al, Photochemical transformations on plasmonic metal nanoparticles Nat. Mat 14, 567 (2015)
- [4] Y-F. Lao et al, Tunable hot-carrier photodetection beyond the bandgap spectral limit, Nat. Phot. 8, 412 (2014)
- [5] O. Demichel et al.. Dynamics, efficiency and energy distribution of nonlinear plasmon-assisted generation of hot carriers. ACS Photonics 3, 791 (2016)
- [6] S. Viarbitskaya, et al, Delocalization of Nonlinear Optical Responses in Plasmonic Nanoantennas, Phys. Rev. Lett. 115, 197401 (2015)
- [7] R. Méjard et al, Energy-resolved hot carrier relaxation dynamics in monocristalline plasmonic nanoantennas, ACS Photonics 3, 1482 (2016)
- [8] R. Méjard et al, Advanced Engineering of single-crystal gold nanoantennas, Optical Materials Express 7, 001157 (2017)

ORIENTATION DES DIPOLES DE FLUORESCENCE DE NANOPLAQUETTES INDIVIDUELLES DE CdSe/CdS

Fu Feng¹, Loan Thu N'Guyen¹, Michel Nasilowski², Brice Nadal², Benoît Dubertret², Laurent Coolen¹, Agnès Maître¹

¹*Sorbonne Université, CNRS-UMR 7588, Institut des NanoSciences de Paris, F-75005, Paris, France*

²*Laboratoire de Physique et d'Etude des Matériaux, ESPCI, Sorbonne Université, CNRS, 10 rue Vauquelin, Paris, France*

laurent.coolen@insp.jussieu.fr

RÉSUMÉ

L'émission fluorescente de nanoplaquettes individuelles de CdSe/CdS a été étudiée par une combinaison d'analyse polarimétrique et d'imagerie dans le plan de Fourier. Le nombre et l'orientation des dipôles contribuant au rayonnement de chaque plaquette a pu être quantifié et le rôle de la géométrie des nanoplaquettes sur leur rayonnement a été analysé.

MOTS-CLEFS : *microscopie de fluorescence ; nanoparticules semi-conductrices ; polarisation*

1. INTRODUCTION

Dans le cadre de l'étude de la fluorescence d'un nano-objet, et notamment de son couplage à son environnement photonique ou plasmonique, il est essentiel de pouvoir connaître l'orientation de cet objet, voire de pouvoir la contrôler. L'orientation d'un dipôle rayonnant peut être déterminée en analysant la polarisation de son émission, par la connaissance de la relation théorique entre le degré de polarisation mesuré et l'orientation de l'émetteur [1,2]. Pour des nanocristaux colloïdaux sphériques, par exemple, une orientation quasi-aléatoire du dipôle est constatée : chaque nanocristal se dépose avec une orientation aléatoire en raison de sa forme sphérique [1]. On s'intéressera ici à des nanoplaquettes colloïdales [3,4] constituées d'une couche de CdSe (1,2 nm d'épaisseur, 15-20 nm de dimensions latérales) en sandwich entre deux couches protectrices de CdS. L'analyse de leur fluorescence montre que ces objets se déposent avec une ou plusieurs orientations préférentielles, permettant de contrôler leur rayonnement.

2. MESURES

A la détermination de l'orientation d'un nano-émetteur s'ajoute la question du nombre de dipôles contribuant à son émission. En effet, le niveau excité responsable du rayonnement peut présenter plusieurs états dégénérés, chacun étant associé à un dipôle. Nous avons utilisé une combinaison d'analyse polarimétrique et d'imagerie dans le plan de Fourier afin de répondre à ces deux questions pour chaque émetteur individuel.

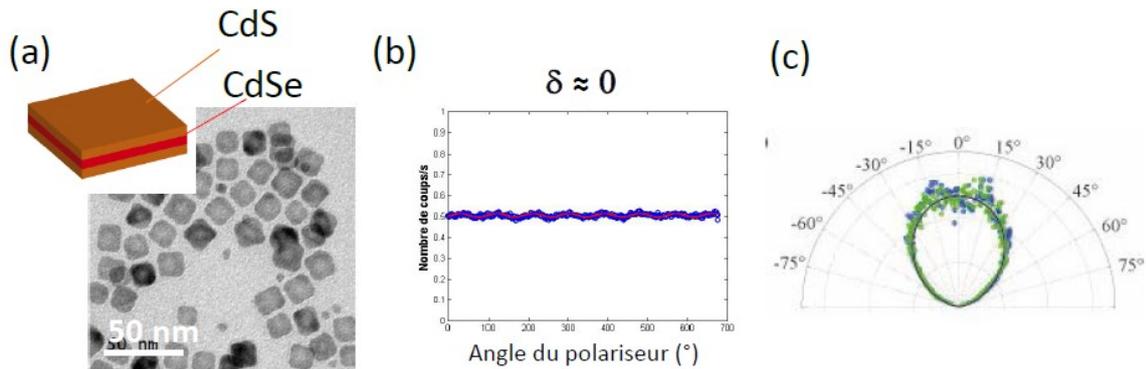


Fig. 1 : (a) Image TEM d'un échantillon de plaquettes CdSe/CdS carrées de dimensions $16 \times 16 \times 2 \text{ nm}^3$. (b) Analyse en polarisation d'émission d'une plaquette individuelle. (c) Diagrammes de rayonnement de cette plaquette suivant $\phi = 0$ (bleu) et 90° (vert) superposés à la courbe théorique pour une somme de deux dipôles émetteurs orthogonaux dans le plan horizontal (noir).

Pour des plaquettes carrées de CdSe/CdS (couche de CdSe d'épaisseur 1,2 nm en « sandwich » entre deux couches de CdS, dimensions totales $16 \times 16 \times 2 \text{ nm}^3$), l'émission, non polarisée, est très bien décrite quantitativement par une somme de deux dipôles orthogonaux horizontaux (fig. 1) [5]. Ce résultat expérimental est en accord avec la structure de bande attendue pour la recombinaison électron – trou lourd dans ces objets, chaque plaquette se déposant horizontalement sur le substrat. Par contre, des plaquettes de forme cubique (épaisseur plus grande des couches de CdS) peuvent se déposer soit horizontalement (émission très bien décrite par 2 dipôles horizontaux) soit sur la tranche (émission bien décrite par une somme d'un dipôle horizontal et un dipôle vertical) [6]. Dans le cas de plaquettes rectangulaires, enfin, les dipôles contribuant à l'émission présentent des moments dipolaires différents dont le rapport a pu être quantifié et attribué à la forme rectangulaire de la plaquette diélectrique [5].

RÉFÉRENCES

- [1] C. Lethiec, J. Laverdant, H. Vallon, C. Javaux, B. Dubertret, J.-M. Frigerio, C. Schwob, L. Coolen et A. Maître, Measurement of three-dimensional dipole orientation of a single fluorescent nanoemitter by emission polarization analysis, *Phys. Rev. X* 4, 021037 (2013),
- [2] C. Lethiec, F. Pisanello, L. Carbone, A. Bramati, L. Coolen et A. Maître, Polarimetry-based analysis of dipolar transitions of single colloidal CdSe/CdS dot-in-rods, *New J. Phys.* 16, 093014 (2014).
- [3] S. Ithurria, M. D. Tessier, B. Mahler, R. P. S. M. Lobo, B. Dubertret et Al. L. Efros, Colloidal nanoplatelets with two-dimensional electronic structure, *Nat. Materials* 10, 936 (2011)
- [4] B. Mahler, B. Nadal, C. Bouet, G. Patriarche et B. Dubertret, Core/shell colloidal semiconductor nanoplatelets, *J. Am. Chem. Soc.* 134, 18591 (2012),
- [5] Fu Feng, Loan Thu Nguyen, Michel Nasilowski, Brice Nadal, Benoît Dubertret, Laurent Coolen et Agnès Maître, Consequence of shape elongation on emission asymmetry for colloidal CdSe/CdS nanoplatelets, *Nano Research* (2017),
- [6] Fu Feng, Loan Thu NGuyen, Michel Nasilowski, Brice Nadal, Benoît Dubertret, Agnès Maître et Laurent Coolen, Probing the Fluorescence Dipoles of Single Cubic CdSe/CdS Nanoplatelets with Vertical or Horizontal Orientations, *ACS Photonics* (2018).

PLASMONIQUE TOUT-SEMI-CONDUCTEUR POUR LES APPLICATIONS DU MOYEN-INFRA-ROUGE

Franziska Barho¹, Mario Bomers¹, Fernando Gonzalez-Posada-Florès¹, Laurent Cerutti¹, Eric Tournié¹, Thierry Taliercio¹

¹IES, Univ. Montpellier, CNRS, F-34090 Montpellier, France

thierry.taliercio@umontpellier.fr

RÉSUMÉ

L'objectif du présent article est d'expliquer comment les semi-conducteurs très fortement dopés peuvent être utilisés en plasmonique. Nous présenterons tout d'abord comment contrôler les énergies des résonances plasmoniques en ajustant non seulement la géométrie des résonateurs mais aussi la densité de charge du métal. Les potentialités d'applications en bio-capteurs dans le moyen-infrarouge seront ensuite développées.

MOTS-CLEFS : *Plasmonique ; semi-conducteurs fortement dopés ; infra-rouge ; nanophotonique.*

1. INTRODUCTION

La plasmonique infrarouge s'est souvent limitée à l'utilisation des métaux nobles qui perdent leur caractère plasmonique au fur et à mesure que la longueur s'étend vers le térahertz. Les effets de pointe ou de « gap » sont d'ailleurs très souvent exploités pour travailler dans ces gammes de longueurs d'onde. Il est cependant tout à fait possible de développer une autre stratégie : la plasmonique tout-semi-conducteur. En effet, lorsque les semi-conducteurs sont très fortement dopés, ils revêtent un caractère métallique, ce qui permet leur utilisation en plasmonique mais avec un degré de liberté supplémentaire : le contrôle de la fréquence plasma. Contrôler la fréquence plasma permet d'ajuster le maximum de sensibilité des résonateurs plasmoniques à la gamme de fréquences des empreintes spectroscopiques des biomolécules dans le moyen-infrarouge.

2. LES RESONATEURS PLASMONIQUES

Plusieurs alternatives aux métaux nobles présentent un intérêt pour la plasmonique du moyen-infrarouge mais les plus intéressants en termes d'applications sont ceux compatibles avec la technologie du silicium.[1] Nous avons décidé d'utiliser les semi-conducteurs à base d'antimoine, comme InAsSb, car ils présentent l'avantage d'être très faciles à doper, d'avoir une très faible masse effective, d'avoir de faibles pertes et d'être accordés en maille avec le GaSb, semi-conducteur très couramment utilisé pour la photonique IR. Des couches d'InAsSb dopé au Si, jusqu'à 6×10^{19} porteurs de charge par cm^3 , sont crues par épitaxie par jets moléculaires à sources solides sur des substrats de GaSb. Les techniques de lithographie optique et interférentielle avec gravure humique (acide citrique/péroxyde d'hydrogène) sont utilisées pour réaliser les nano-antennes plasmoniques.[2] La périodicité dans les deux directions varie de $0,8 \mu\text{m}$ to $6 \mu\text{m}$. Les nano-antennes 2D sont de forme rectangulaire et de taille comprise entre 270 nm et $2,5 \mu\text{m}$ (Fig. 1-b).[3]

3. PROPRIETES OPTIQUES DES NANO-ANTENNES ET BIOCAPTEURS

La Fig. 1-d représente les spectres de réflectivité (traits fins) des nano-antennes en InAsSb:Si dont une image de microscopie électronique à balayage est donnée en Fig. 1-b. Le spectre en trait fin bleu correspond à la polarisation de la lumière orientée suivant l'axe x. Le spectre de réflectance en polarisation suivant l'axe y est représenté en trait fin vert. Les pics très marqués à $13 \mu\text{m}$ et 16

μm correspondent aux modes de plasmons localisés (MPL) suivant les deux axes principaux des nano-antennes. Plus la nano-antenne est allongée et plus la longueur d'onde de la résonance est grande. Lorsqu'on rajoute de la vanilline, dont la formule développée est représentée sur la Fig. 1-a, à la surface des nano-antennes (Fig. 1-b) les spectres de réflectance sont très fortement affectés (Fig. 1-d). La vanilline présente des pics d'absorption marqués dans le moyen infrarouge (Fig. 1-c) qui correspondent à son empreinte spectroscopique ou à ses modes vibrationnels.

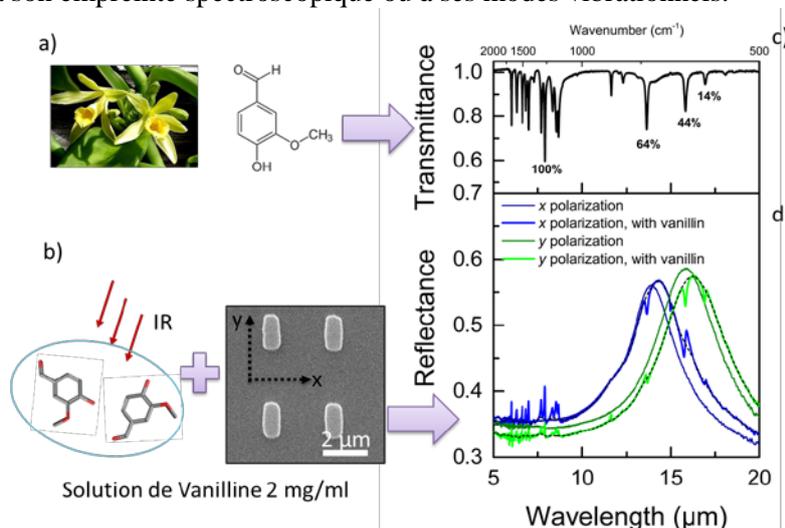


Fig. 1 : a) Fleurs de vanille et formule développée du principe actif, la vanilline. b) Principe de l'expérience : de la vanilline est déposée sur des nano-antennes plasmoniques et éclairée par de la lumière IR. c) Spectre de transmission de la vanilline. d) Spectre de réflectance des nano-antennes plasmoniques (traits fins) pour une polarisation de la lumière orientée suivant l'axe x (bleu) ou y (vert). Mêmes expériences mais avec dépôt de vanilline à la surface des nano-antennes (traits épais).

Les spectres de réflectance des nano-antennes avec vanilline se décalent vers le rouge à cause de la variation de l'indice de réfraction à proximité des nano-antennes. Il s'agit du principe de décalage des résonances de plasmon de surface (SPR en anglais) pour lequel nous obtenons des sensibilités de 1000 nm par unité d'indice de réfraction. Dans le même temps, les modes vibrationnels en résonance avec les MPL voient leur forme et leur amplitude fortement modifiées par rapport au spectre de transmission (Fig. 1-c). Il s'agit d'un effet d'exaltation de surface des modes vibrationnels des molécules (SEIRA en anglais) par l'exaltation du champ électrique autour des nano-antennes plasmoniques. Des facteurs d'exaltation de 4 ordres de grandeur ont été obtenus.[3]

CONCLUSION

Nous avons montré dans ce travail que les nano-antennes plasmoniques tout-semi-conducteurs permettaient d'obtenir des sensibilités à l'état de l'art dans le moyen-infrarouge en spectroscopie SPR et avec des facteurs d'exaltation de 10^4 en spectroscopie SEIRA. Cette plateforme compatible avec la technologie du silicium permet d'envisager de développer des laboratoires sur puces pour les applications biocapteurs dans le moyen-infrarouge.

Travail soutenu par ANR-14-CE26-0015 (SUPREME-B), ANR-11-EQPX-0016, ITN PROMIS (No 641899) et la région Occitani.

REFERENCES

- [1] G. V. Naik , V. M. Shalaev , and A. Boltasseva, *Adv. Mater.* **25**, 3264–3294 (2013).
- [2] M. J. Milla, F. Barho, F. González-Posada, L. Cerutti, M. Bomers, J.-B. Rodriguez, E. Tournié and T. Taliercio *Nanotechnology* **27**, 425201 (2016).
- [3] F.B. Barho, F. Gonzalez-Posada, M.-J. Milla, M. Bomers, L. Cerutti, E. Tournié and T. Taliercio, *Nanophotonics* **7**: 507–516 (2018).

TAUX DE DÉSEXCITATION DE DIPÔLES MAGNÉTIQUES À PROXIMITÉ DE NANOSTRUCTURES NON-MAGNÉTIQUE

Clément Majorel¹, Peter R. Wiecha¹, Arnaud Arbouet¹, Aurélien Cuche¹, Vincent Paillard¹ et Christian Girard^{1,*}

¹ CEMES-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, UPS, Toulouse, France

*girard@cemes.fr

Résumé

Nous présentons un modèle théorique et numérique, basé sur les susceptibilités à champs mixtes, pour décrire la désexcitation de dipôles magnétiques induite par des nanostructures non-magnétiques. Notre méthode peut prédire la dynamique des dipôles magnétiques dans le voisinage de nanostructures de forme aléatoire. Nous démontrons la polyvalence de cette technique numérique en la couplant à un algorithme d'optimisation évolutionniste. Cela nous permet de prédire une géométrie de structure qui favorise au maximum la désintégration de transitions magnétiques.

Mots-clefs : *nanostructures photoniques, émetteurs quantiques magnétiques, modélisation électrodynamique, interaction matière-lumière*

1. Introduction

Les nanostructures photoniques sont de puissants instruments pour contrôler la lumière sur une échelle inférieure à la longueur d'onde. L'intérêt de la nano-optique se focalise généralement sur le contrôle du champ *électrique* optique, car la réponse des matériaux aux champs magnétiques à oscillation rapide est extrêmement faible. En réalité, des matériaux avec une réponse substantielle au champ magnétique du rayonnement électromagnétique (*i.e.* $\mu \neq 1$) ne sont pas connus dans la nature. Cependant, des nanostructures bien conçues permettent d'amplifier de manière significative la réponse magnétique. Par exemple, les résonateurs métalliques en forme d'anneaux supportent un moment magnétique proportionnel à la surface couverte par l'ouverture de l'anneau. Pour les fréquences dans le domaine visible, cette surface est environ 10^6 fois plus grande que la surface équivalente en atomes, définie par le rayon de Bohr. Cela explique l'émergence d'effets observables liés au champ magnétique optique [1]. Par conséquent, il est possible de surmonter la limitation naturelle qu'impose $\mu = 1$ en concevant ce qu'on appelle des métamatériaux, qui sont des arrangements ordonnés de méta-unités comme des résonateurs en forme d'anneaux [2]. Il se trouve en outre, que des nanostructures diélectriques supportent également une réponse forte sur le champ magnétique optique, même pour des géométries bien plus simple que les anneaux [3, 4].

2. Taux de désexcitation magnétique – modèle basé sur les susceptibilités de champ mixtes

Nous étendons la théorie d'Agarwal des susceptibilités de champ [5] en présentant une méthode, donnant le taux de décroissance total d'une transition dipolaire magnétique (MD) Γ_m en termes de susceptibilités mixtes - *magnétiques* du champ [6]. A partir de ce cadre mathématique, nous développons un outil numérique flexible pour calculer le taux de décroissance des dipôles magnétiques à proximité de nanostructures diélectriques ou métalliques de formes arbitraires (voir la figure 1a) [7]. On exploite le concept d'un propagateur généralisé pour drastiquement accélérer le calcul de cartes 2D du taux de désexcitation [8]. Nous explorons les cartes de taux de désexcitation générées par le couplage entre les transitions dipolaires magnétiques (MD) et les nanostructures diélectriques de géométries complexes (voir figure 1b) et on les compare avec le cas d'émetteurs dipolaires électriques (ED). On trouve une forte inversion de contraste entre le cas électrique (Fig. 1c-d) et les émetteurs MD (Fig. 1e-f) [9].

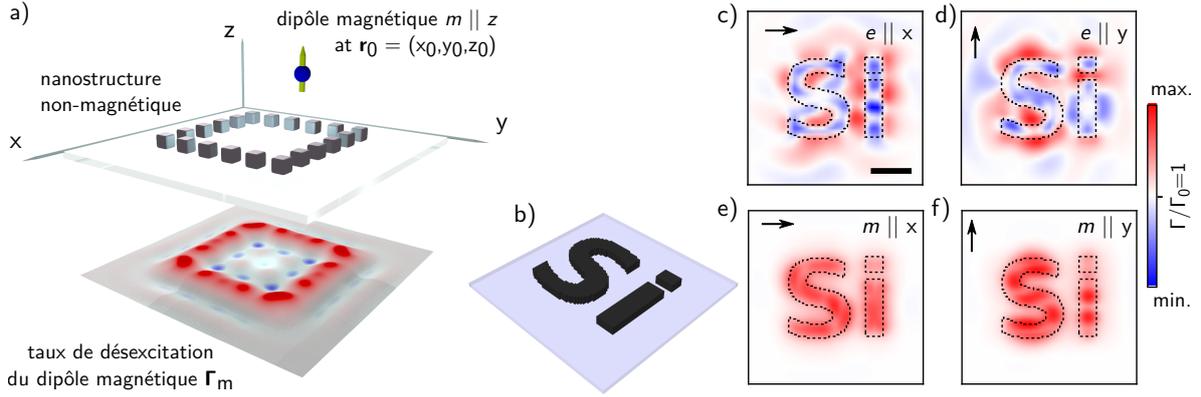


FIGURE 1 : (a) illustration d'un dipôle magnétique (orienté selon OZ), balayé à $z = 30$ nm au dessus d'une nanostructure diélectrique, non-magnétique ($\mu_r = 1$). La carte du taux de désexcitation magnétique Γ_m dans le plan de balayage est représentée en dessous. (b) illustration d'une structure planaire de silicium, en forme de lettres «S» et «i», discrétisée en volume avec un pas de 10 nm. La hauteur de la structure est de 50 nm. (c-d) cartes de Γ_e (dipôle électrique) à 30 nm au dessus de la structure «Si» pour une orientation du dipole selon (c) OX et (d) OY . (e-f) cartes de Γ_m (dipôle magnétique) à 30 nm au dessus de la structure «Si» pour les orientations (e) OX et (f) OY . La barre d'échelle en (e) est de 200 nm.

Conclusion

En conclusion, notre modèle théorique permet de calculer la dynamique d'émetteurs dipolaires électrique et dipolaires magnétiques à proximité de nanostructures non-magnétiques de géométrie aléatoire. Enfin, notre cadre mathématique est extrêmement polyvalent : il est possible de le coupler à un algorithme d'optimisation évolutionniste pour prédire une nanostructure métallique donnant un contraste optimal entre les émetteurs magnétiques et électriques [7].

Références

- [1] H. Giessen and R. Vogelgesang, "Glimpsing the Weak Magnetic Field of Light," *Science*, vol. 326, no. 5952, pp. 529–530, Oct. 2009.
- [2] J. B. Pendry, "Negative Refraction Makes a Perfect Lens," *Physical Review Letters*, vol. 85, no. 18, pp. 3966–3969, Oct. 2000.
- [3] B. Rolly, B. Bebey, S. Bidault, B. Stout, and N. Bonod, "Promoting magnetic dipolar transition in trivalent lanthanide ions with lossless Mie resonances," *Physical Review B*, vol. 85, no. 24, p. 245432, Jun. 2012.
- [4] A. I. Kuznetsov, A. E. Miroschnichenko, M. L. Brongersma, Y. S. Kivshar, and B. Luk'yanchuk, "Optically resonant dielectric nanostructures," *Science*, vol. 354, no. 6314, Nov. 2016.
- [5] G. S. Agarwal, "Quantum electrodynamics in the presence of dielectrics and conductors. I. Electromagnetic-field response functions and black-body fluctuations in finite geometries," *Physical Review A*, vol. 11, no. 1, pp. 230–242, Jan. 1975.
- [6] U. Schröter, "Modelling of magnetic effects in near-field optics," *The European Physical Journal B*, vol. 33, no. 3, pp. 297–310, Jun. 2003.
- [7] P. R. Wiecha, A. Arbouet, A. Cuche, V. Paillard, and C. Girard, "Decay rate of magnetic dipoles near nonmagnetic nanostructures," *Physical Review B*, vol. 97, no. 8, p. 085411, Feb. 2018.
- [8] O. J. F. Martin, C. Girard, and A. Dereux, "Generalized Field Propagator for Electromagnetic Scattering and Light Confinement," *Physical Review Letters*, vol. 74, no. 4, pp. 526–529, Jan. 1995.
- [9] P. R. Wiecha, C. Majorel, C. Girard, A. Arbouet, B. Masenelli, O. Boisron, A. Lecestre, G. Larrieu, V. Paillard, and A. Cuche, "Simultaneous mapping of the electric and magnetic photonic local density of states above dielectric nanostructures using rare-earth doped films," *arXiv :1801.09690 [cond-mat]*, Jan. 2018.

ACCELERATION DE LA FLUORESCENCE PAR LES PLASMONS LOCALISES SUR UNE SURFACE OPALIQUE

G. Binard¹, K. Ouaret¹, C. Lethiec¹, L. Coolen¹, C. Schwob¹, L. Douillard², A. Maitre¹,

¹INSP, CNRS7588, Sorbonne Université, 4 place Jussieu, F-75252 Paris cedex 05

²SPEC, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, CE Saclay Bât. 466 F-91191 Gif sur Yvette

agnes.maitre@insp.upmc.fr

RÉSUMÉ

Une opale métallisée combine un arrangement périodique de billes et des singularités géométriques entre elles, permettant d'exciter des plasmons localisés et propagatifs mis en évidence en champs proche et lointain. En plaçant des émetteurs au niveau de ces points chauds, la densité d'état est modifiée et l'émission est accélérée.

MOTS-CLEFS : *plasmons; opales; fluorescence ; microscopie d'électrons photo-émis, Purcell*

1. INTRODUCTION

Le contrôle de l'interaction lumière matière nécessite une ingénierie de la densité d'état électronique. Les systèmes plasmoniques permettent de confiner spatialement la lumière sur des volumes très petits et sur une large gamme spectrale. Pour des plasmons propagatifs, le confinement a lieu à l'interface entre le diélectrique et le métal alors que pour des plasmons localisés le confinement a lieu à l'échelle de la nanoparticule considérée. Les opales métallisées sont des cristaux plasmoniques qui permettent d'exciter aussi bien des plasmons propagatifs que des plasmons localisés à l'interstices entre deux billes. Nous étudions en champ lointain et en champ proche le couplage aux plasmons et montrons comment les résonances localisées peuvent être exploitées pour accélérer l'émission spontanée de nano émetteurs placés aux interstices

2. ECHANTILLONS

Nous réalisons par auto-organisation des opales, qui forment un arrangement périodique de billes de silice. Elles sont ensuite recouvertes d'une couche optiquement épaisse d'or ce qui permet d'obtenir un réseau hexagonal métallique à l'interface air- métal (figure 1a) et 1b)). Ce réseau nous permet d'exciter des plasmons polaritons de surface (SPP) alors que les singularités entre les billes permettent l'excitation de plasmons localisés (LSP). Le niveau de d'ordre /désordre de l'échantillon peut être contrôlé en jouant sur la dispersion en taille des billes et sur les conditions de synthèse des opales.

3. EXCITATION DES PLASMONS

Dans un premier temps, le couplage aux modes plasmoniques est mis en évidence par des mesures de réflectivité spéculaire [1,2]. Un faisceau de lumière blanche polarisé est incident sur l'échantillon sous un certain angle et le spectre du faisceau spéculaire réfléchi est enregistré. Le spectre réfléchi présente à certaines longueurs d'onde des creux de réflectivité pouvant atteindre 100% [1,2] qui peuvent être dispersifs avec l'angle d'incidence (figure 1c) ou pas. On identifie ainsi des modes propagatifs (SPP) ou localisés (LSP)

Dans un second temps, nous réalisons en champ proche des analyses en PEEM (Photo Excited Electron Microscopy) [3]. Un laser femto seconde excite des plasmons sur l'échantillon. La densité d'état électronique, modulée par la présence ou non de plasmons, est alors imagée par microscopie électronique. Nous mettons ainsi en évidence le couplage à des modes plasmoniques propagatifs et des points chauds associés à des plasmons localisés. Ces surintensités de champ

voient leur nombre et leur intensité varier en fonction de la longueur d'onde incidente. Des expériences en LEEM (Low electron emission microscopy) qui donnent accès à la topographie de l'échantillon, montrent que ces points chauds se situent à la jonction entre billes (fig1d). Les expériences de PEEM mettent en évidence un couplage entre les modes plasmoniques propagatifs et localisés.

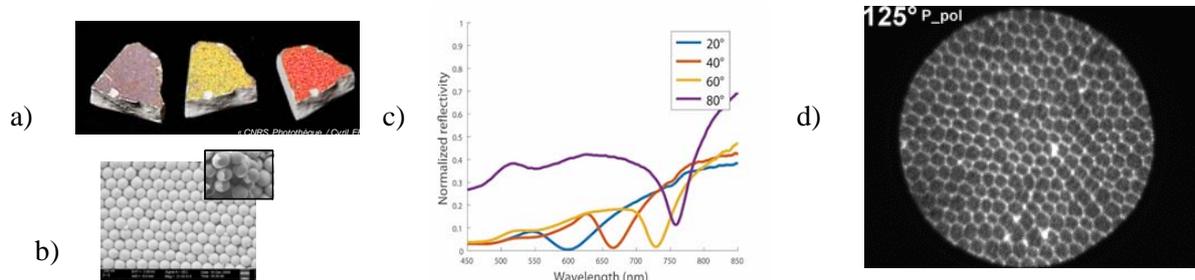


Fig. 1 : a) Cristal plasmonique éclairé par une source blanche pour différentes incidences b) image de microscopie électronique c) spectres en réflectivité spéculaire à différents angles d) images de PEEM –LEEM et points chauds

4. MANIPULATION DE L'EMISSION SPONTANEE

Pour des monocouches métallisées de billes de 5 μ m de diamètre, nous plaçons des billes de polymères (50nm de diamètre) remplies de molécules organiques fluorescentes à l'interstices entre deux billes (fig2a)), aux lieux où se trouvent les points chauds. L'émission spontanée des molécules est alors accélérée (fig 2b)).

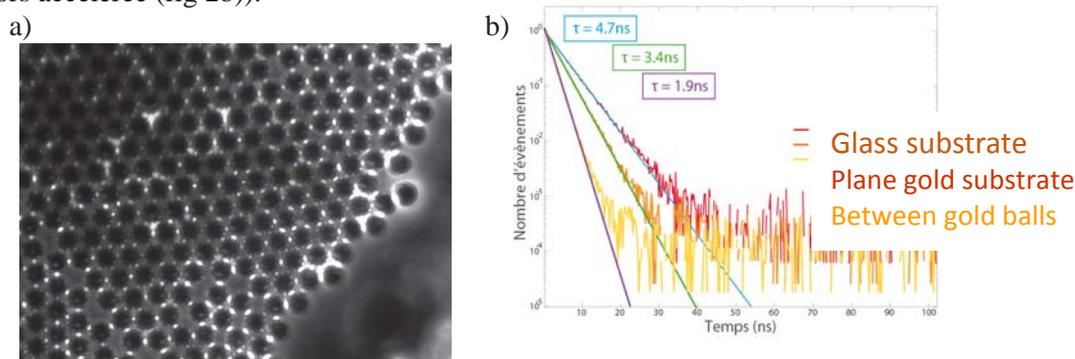


Fig. 2 : a) fluorescence de molécules placées à l'interstices de billes pour une monocouche métallisée b) courbes de déclin pour des molécules sur substrat métallique plan, en haut des billes métalliques et à l'interstice entre deux billes.

CONCLUSION

Par des techniques de champ lointain (réflectivité spéculaire) et de champ proche (PEEM-LEEM), nous avons mis en évidence l'existence de modes plasmoniques propagatifs et localisés. Des molécules placées spécifiquement à l'interstices entre billes voient leur émission accélérée. Les points chauds et le couplage entre modes plasmoniques peuvent être exploités en nanophotonique dans des applications nécessitant une fort champ localisés (spectroscopie Raman, exaltation de la fluorescence, optique non linéaire).

REFERENCES

[1] H. Frederich, F. Wen, J. Laverdant, L. Coolen, C. Schwob, A. Maître, Optics Express **19**, 24424(2011).
 [2] H. Frederich, F. Wen, J. Laverdant, W. Daney de Marcillac, C. Schwob, L. Coolen, A. Maître, Plasmonics **9**, pp 917-924 (2014)
 [3] C. Lethiec, G. Binard, T. Popescu, H. Frederich, P. N. Hong, E. Yraola, C. Schwob, F. Charra, L. Coolen, L. Douillard, A. Maître, Journal of Physical Chemistry c, 120 (34), 19308, (2016)

BRIDGING INTEGRATED WAVEGUIDES WITH SINGLE PHOTON EMITTERS

S. Pierini¹, X.Xu¹, S. Blaize¹, Q. Glorieux², A. Bramati² & C. Couteau¹

¹ *Light, Nanomaterials and Nanotechnology - L2n, ICD CNRS, University of Technology of Troyes (UTT)*

² *Laboratoire Kastler Brossel, Sorbonne Université, CNRS, École Normale Supérieure, Paris Sciences et Lettres Research University, Collège de France*

stefano.pierini@utt.fr

ABSTRACT

The goal of this project is to study and optimize the integration of single photon emitters with an ion-exchange glass waveguide (IEW). The coupling with the IEW will be done in both directions. The study of NV-centers on nanodiamonds will give a robust single photon source to be used in this platform.

KEYWORDS : *integrated optics; quantum optics; single photon emitters;*

In the last years, the interest on quantum technologies by the scientific community and the industries has increased. Theoretical studies show that the peculiar characteristics of quantum mechanics could be used to simulate other quantum systems, to safely encrypt communications and efficiently compute problems that requires an exponential computation time for a classical Turing machine. Different types of implementations have been proposed as a practical implementation for a quantum bit as trapped atoms, ions and single photons. In particular single photons have the peculiarity to be intrinsically quantum and easy to manipulate.

Integrated optics offers an easier and robust way to create fixed and compact quantum circuits. In this context, the coupling between waveguides and single photon emitters is critical.

The goal of my project is to efficiently couple two single photon emitters with a waveguide, proving the cross talk between them. To achieve this goal, it is possible to use some plasmonic structure to increase the light collected through the fiber (as shown in Figure 1) or to develop different fabrication techniques to insert the emitters directly inside the guide.

In the poster I will present a fast overview of the state of the art in this topic, my Ph.D. project and the preliminary results I obtained.

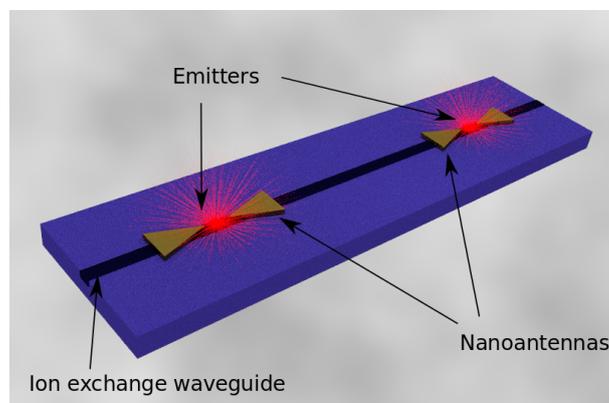


Figure 1 : Example of a possible realisation of integration of two photon emitters on a waveguide

REFERENCES

- [1] J. Beltran Madrigal, "Integration of a single photon source on a planar dielectric waveguide," Phd Thesis, Université De Technologie De Troyes, 2017.
- [2] W. Geng, M. Manceau, N. Rahbany, V. Sallet, M. De Vittorio, L. Carbone, Q. Glorieux, A. Bramati, and C. Couteau, "Localised excitation of a single photon source by a nanowaveguide," *Scientific reports*, vol. 6, 2016.
- [3] A. Sipahigil, R. Evans, D. Sukachev, M. Burek, J. Borregaard, M. Bhaskar, C. Nguyen, J. Pacheco, H. Atikian, C. Meuwly *et al.*, "An integrated diamond nanophotonics platform for quantum-optical networks," *Science*, vol. 354, no. 6314, pp. 847–850, 2016.

DES COUCHES MINCES POUR LA DETECTION DE GAZ : APPLICATION A LA DETECTION D'HYDROGENE

Nicolas Javahiraly et Cédric Perrotton

Université de Strasbourg, Laboratoire ICube, Laboratoire des sciences de l'ingénieur, de l'informatique et de l'imagerie, 300 bd Sébastien Brant – CS 10315, 67411 Illkirch Cedex

n.javahiraly@unistra.fr

RÉSUMÉ

L'hydrogène est utilisé dans diverses industries et constitue une source d'énergie propre du futur. Cependant, son utilisation rencontre des problèmes de sécurité due à ses propriétés (explosif à 4% dans l'air). Nous présentons l'étude d'un capteur optique fibré original reposant sur des effets plasmoniques pour la détection rapide et sensible de fuites d'hydrogène.

MOTS-CLEFS : *Hydrogène, capteur, plasmonique*

1. INTRODUCTION

L'hydrogène est présenté par certains experts comme l'énergie durable du futur. Le cycle de l'hydrogène est l'une des solutions les plus écologiques qui soit. L'hydrogène peut être produit de l'électrolyse de l'eau. La combustion de l'hydrogène produit également de l'eau, qui peut alors être utilisée pour la production de l'hydrogène. Ce gaz peut également être stocké et converti en électricité sur demande. L'hydrogène peut enfin être utilisé pour produire, stocker et transporter de l'énergie. Les applications sont nombreuses : transports publics (industrie automobile), application dans des industries de consommation (téléphones portables). L'augmentation de l'efficacité de production et les technologies de stockage, la réduction des coûts sont les challenges importants pour rendre possible une économie hydrogène. Les problèmes de sécurité doivent cependant être résolus pour autoriser l'hydrogène à être utilisé comme une énergie de la vie courante. Pour garantir la sécurité d'utilisation de ce type d'énergie, de nombreuses mesures ont été demandées. L'une des mesures à considérer est d'implémenter des normes de sécurité exigeantes comme la détection très rapide donc très tôt d'hydrogène en utilisant des capteurs intelligents. Toutes ces applications dans l'industrie nécessitent de contrôler la concentration en hydrogène et de détecter les fuites possibles de ce gaz dans les systèmes énergétiques. De nombreux capteurs d'hydrogène ont déjà été développés : les capteurs à spectroscopie de masse, acoustiques, chimiques ou encore optiques [1]. Nous nous concentrons sur la détection des fuites d'hydrogène et sur l'étude de capteurs à fibre optique (O.F.S.) permettant la mesure d'hydrogène due au grand avantage de ces capteurs d'être isolés électriquement, ce qui les rend opérationnels dans des environnements explosifs (pas de chaleurs, pas d'étincelles...). Il n'y a pas non plus de risques d'intrusion de gaz puisque les fibres optiques n'interagissent pas avec l'environnement. Parmi les capteurs à fibre optique, un nouveau capteur SPR (Surface Plasmon Resonance) est proposé utilisant le Palladium (Pd) comme matériau sensible. La zone sensible, déposée sur le cœur d'une fibre multimode, peut-être par exemple, une configuration MIM (Metal, Insulator, Metal) multicouches d'or, de silice et de palladium. La modulation spectrale de la lumière transmise par la fibre permet la détection de l'hydrogène.

2. PRINCIPE DU CAPTEUR ET RESULTATS

Le capteur consiste en une structure multicouche déposée sur une partie du cœur de la fibre multimode à saut d'indice. La structure multi couches est composée d'une couche d'or (ou

d'argent), d'une de silice et d'une de Pd. L'or est choisi pour sa haute sensibilité, bien connue pour les capteurs SPR [2]. La couche d'or peut être remplacée par une couche d'argent ou tout autre matériau comme l'aluminium ou un bi-métal [3]. Le Pd est choisi bien sûr pour son habilité à absorber l'hydrogène. Une configuration de capteur repose sur une structure multicouche 35 nm Ag/ 140 nm SiO₂/ 0-6 nm Pd déposée sur le cœur d'une fibre optique multimode à saut d'indice. Dans cette structure, la condition de résonance apparaît lorsque l'onde évanescente, générée par les réflexions de la lumière à l'interface cœur/Ag, "matche" avec le vecteur d'onde de l'onde SP. La relation de dispersion de l'onde SP est caractérisée par la structure multi-couche. Grâce aux outils de simulation, nous avons obtenu un design de la structure multi-couche de manière à ce que le SPR tombe dans la plage angulaire de la fibre optique. La première couche métallique (Ag) supporte le SP, les oscillations collectives des charges libres sont situées à son interface. La couche rend le capteur insensible à la polarisation TE, puisque l'onde SP est seulement couplée par la lumière polarisée TM. La deuxième couche positionne la résonance dans la plage angulaire de la fibre optique en augmentant le vecteur d'onde de l'onde SP. La longueur d'onde de résonance se décale vers les grandes longueurs d'onde lorsque l'épaisseur de la seconde couche augmente en tenant compte de l'augmentation de l'indice effectif (fig. 1). La couche de Pd est nécessaire pour rendre la structure sensible à l'hydrogène. L'épaisseur de cette couche affectera et le pic SPR et la réponse du capteur. Parce que le Pd possède un caractère hautement absorbant, cette couche doit être suffisamment fine. La formation du Pd hybride modifie l'indice complexe de réfraction du Pd ce qui entraîne une modification de l'indice de la structure. En conséquence, nous mesurons la concentration d'hydrogène en mesurant le changement du pic SPR. La déposition de la structure multi-couche sur une fibre optique multimode à saut d'indice (Newport, 200 μm cœur/ 230 μm cladding, ON = 0,22 ; L = 1 cm) est réalisée. Nous mesurons l'intensité transmise sur une plage allant de 450 nm à 850 nm. La figure 1 montre la réponse spectrale obtenue. Le longueur d'onde de résonance est modifiable et dépend fortement de l'épaisseur de la couche de SiO₂. La longueur d'onde de résonance est proche de 550 nm et de 650 nm en fonction des épaisseurs de couche de SiO₂ respectivement de 100 nm, 140 nm et 180 nm (fig. 1), ce qui correspond bien aux réponses simulées.

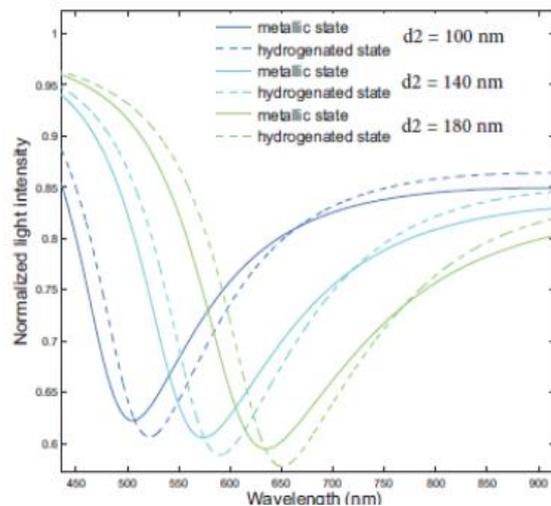


Figure 1 : Configuration du capteur MIM Ag (35 nm)/ Silice (d2)/ Pd (3 nm) ; L = 1 cm ; pour 3 épaisseurs différentes de Silice.

3. CONCLUSION

La réalisation d'un capteur plasmonique fibré basé sur une configuration MIM a été montrée. La meilleure configuration donne un décalage du pic SPR de 17 nm (Ag (35 nm)/ Silice (d2)/ Pd (3 nm)) et un temps de réponse de 3 s (avec de l'or).

4. REFERENCES

- [1] N. Javahiraly, "Review on Hydrogen leak detection: comparison between fiber optic sensors based on different designs with Palladium", *Optical Engineering Journal*, *Optical Engineering* 54(3), 030901, 2015.
- [2] M. Mitsushio, K. Miyashita and M. Higo, « Sensor properties and surface characterization of the metal deposited spr optical fiber sensors with au, ag, cu and al », *Sensors and Actuators A-Physical* 125, n°2, 296-303, 2006.
- [3] A. K. Sharma and B. D. Gupta, « Comparison of performance parameters of conventional and nano-plasmonic fiber optic sensors », *Plasmonics* 2, n°2, 51-54, 2007.

Investigation de la caractérisation expérimentale des différentes diodes électroluminescentes inorganiques (LEDS) et de l'effet photovoltaïque sur ces LEDs

K. Remidi (1)*, A. Cheknane (2), M. Haddadi (3)

- (1) Dept de Physique école normale supérieure (ENS) Kouba 16050 Algiers Algeria
(2) Laboratoire des Semiconducteurs et Matériaux Fonctionnels. Université Amar Telidji de Laghouat. Bd des Martyrs. BP37G Laghouat-03000-Algérie
(3) Dept d'électronique école nationale polytechnique (ENP) d'El-Harrach Algiers Algeria
* remidikam@gmail.com, remidi_kam@yahoo.fr

Résumé: Cet article décrit nos expériences sur la caractérisation électrique de diodes électroluminescentes commerciales de différentes couleurs ainsi que sur leur effet photoélectrique. Cette expérience a été réalisée à l'IMS de Bordeaux, qui dispose d'un banc de mesure permettant la caractérisation intrinsèque de différentes diodes électroluminescentes en polarisation directe et inverse. Ce banc permet également de comparer ces valeurs expérimentales aux valeurs théoriques obtenues par modélisation. Un deuxième travail réalisé à la ENP d'El-Harrach a permis de mettre en place des moyens de mesure pour montrer qu'il y a un effet photovoltaïque sur les LED. Pour ce faire, nous avons mesuré les caractéristiques électriques de différentes LED et étudié leur intensité lumineuse à l'aide d'un Pyranomètre EPLEY. Ce travail impliquait des DEL rouges, vertes, jaunes, blanches et bleues. Concernant l'effet photovoltaïque, des travaux de recherche ont été réalisés sur cet aspect; ceci est dû au fait que les LED sont constituées d'une jonction PN qui n'est pas opaque, les photons peuvent atteindre et ainsi produire un effet photovoltaïque, comme dans le cas des jonctions d'une cellule solaire conventionnelle. Ce même effet peut probablement être observé dans les LED organiques (OLED) selon le procédé décrit par Karzazi [1].

- **Keywords:** Investigation; diodes électroluminescentes(Leds); Photovoltaïque; Effet; Caractérisation; Inorganique

1. INTRODUCTION

2.

Ce n'est qu'en 1962 que la première LED rouge est créée par Nick Holon yak Jr et S. Bevacqua. Durant quelques années, les chercheurs se sont limités à quelques couleurs telles que le rouge (1962), le jaune et le bleu (1972) [2, 3], ou le vert.

Les Leds classiques de faibles puissances sont une alternative très intéressante aux sources conventionnelles telles que les lampes fluorescentes, incandescentes ou à décharge.

Elles offrent notamment un avantage très intéressant qui est un encombrement très réduit, une consommation électrique faible, une durée de vie très longue et la possibilité de sélectionner une couleur très précise parmi beaucoup d'autres.

Les Leds LED remplissent, elles aussi notre quotidien. Elles ont un énorme avantage sur d'autres types d'éclairage : le processus de création de photon d'une LED est extrêmement efficace. En effet dans une LED chaque électron donne un photon. L'utilisation plus répandue des Leds pour l'éclairage aura un impact extrêmement important pour les économies d'énergie et l'environnement. A l'heure actuelle, elles sont utilisées dans nos télécommandes, les panneaux d'affichages, les feux de signalisation.

3. MATERIELSET METHODES

A. *Caractérisation électriques de diodes électroluminescentes classiques de différentes couleurs :*

L'élément principal matériel utilisé est:

L'un analyseur de paramètres semi-conducteur KEITHLEY 6430 connecté par un bus IEEE relié à l'unité centrale de l'ordinateur de contrôle. Cet appareil est constitué d'une source de courant (de 10^{-16} A à 0,1 A) de résolution 10^{-17} A (erreur 0,1 %) ainsi que d'une source de tension (0 à 10 V) de résolution 10^{-6} V (erreur 0,1 %) ;

Le principe de base est de mesurer la variation du courant en fonction de la tension appliquée aux bornes d'une led régulée en température. Le schéma bloc du banc est représenté par la figure 1[4] à température maîtrisée par ce banc, et la température extérieure de l'assemblage de la led.

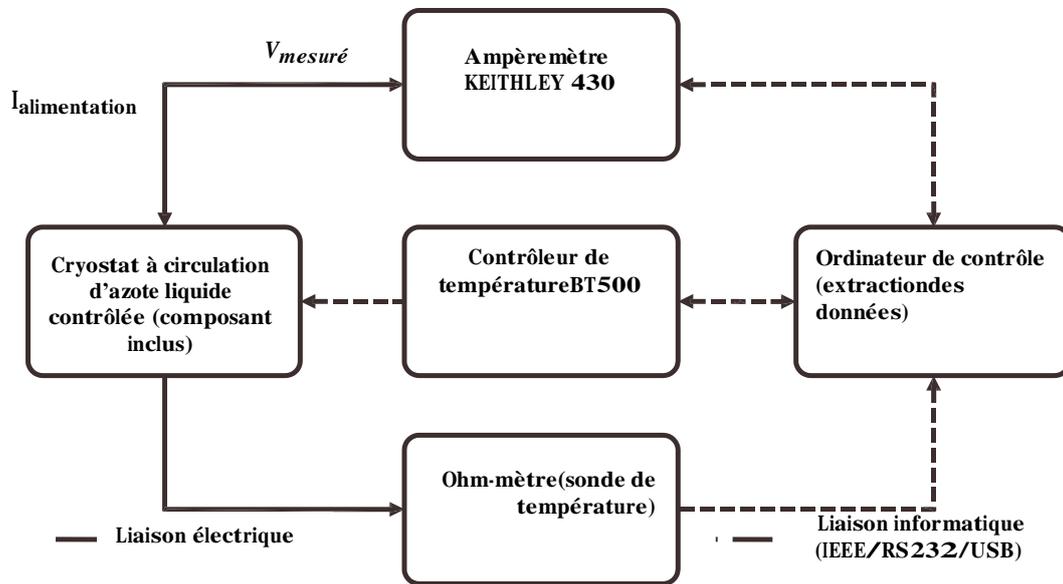


Fig.1 : Schéma de principe du banc de mesures I(V)

B. *Effet photovoltaïque des différentes LED*

Le dispositif de mesure est basé sur un pyranomètre, appareil qui mesure l'éclairement en W/m^2 et qui est disposé dans le même plan que la LED à tester. On choisit la bonne orientation de la led pour avoir le maximum de l'intensité du courant à ses bornes. On prendra plusieurs mesures (une vingtaine) sur une journée. Le coefficient du pyranomètre utilisé vaut $C = 9,56 \cdot 10^{-6} V/(W/m^2)$

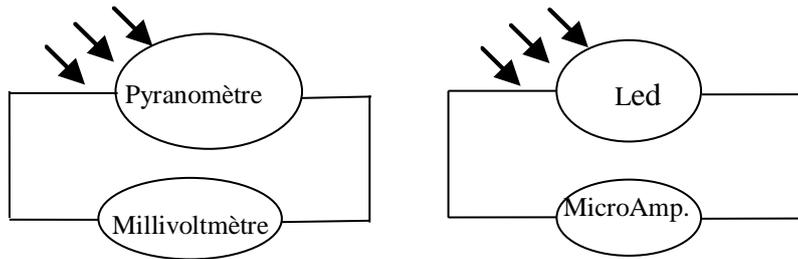


Fig.2 Schéma du dispositif de mesure éclairément en fonction du courant de la led $V_p=f(I_d)$

RÉSULTATS ET DISCUSSION

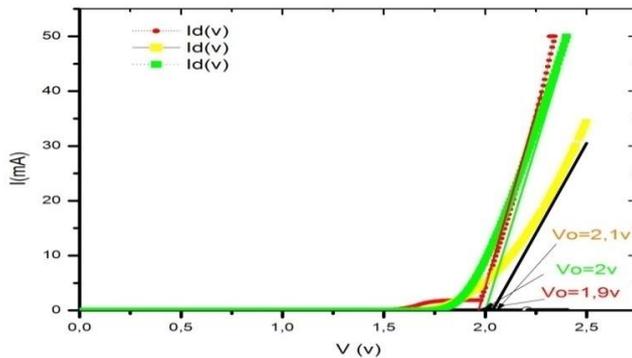


Fig 3 Caractéristique $I_d=f(V)$ d'une led rouge; jaune et verte en directe

La caractéristique courant-tension typique d'une DEL classique est donnée par la figure 4. Le premier tracé en échelle linéaire montre une tension de seuil V_s séparant deux zones principales : B où la diode est passante ($V > V_s$) et A où la diode est bloquée ($V < V_s$). Le comportement est bien celui d'une diode. Ce tracé est parfaitement adapté aux forts niveaux d'injection ($V > V_s$). La caractéristique $I(V)$ typique d'une del rouge en est représentée par la figure 3

Les résultats du tableau 1 indiquent que la LED de couleur bleue a produit la plus haute tension de seuil V_o la bleue de 2.8V puis la blanche 2.4V après la jaune de 2.1V ; la verte 2V la dernière la plus faible la rouge 1.9V.

Table 1

leds	bleue	blanche	jaune	verte	rouge
$V_o(v)$	2.8	2.4	2.1	2	1.9

Ce tracé est très bien adapté aux faibles niveaux d'injection ($V < V_s$). On remarque que le développement des modèles se fera suivant le tracé $I(V)$ ou $\log I(V)$, en fonction des niveaux d'injection. L'objectif de cette

partie est de rappeler le modèle analytique, bien connu, des phénomènes de transport dans les quatre zones de fonctionnement sur une del classique

Le second tracé log I(V), complémentaire au premier, distingue quatre régimes d'injection de courant :

- * Très faible niveau d'injection (Zone I) : $I \leq 1 \text{ nA}$;
- * Faible niveau d'injection (Zone II) : $1 \text{ nA} \leq I \leq 1 \text{ mA}$;
- * Moyen niveau d'injection (Zone III) : $1 \text{ mA} \leq I \leq 100 \text{ mA}$;
- * Fort niveau d'injection (Zone IV) : $I \geq 100 \text{ mA}$;

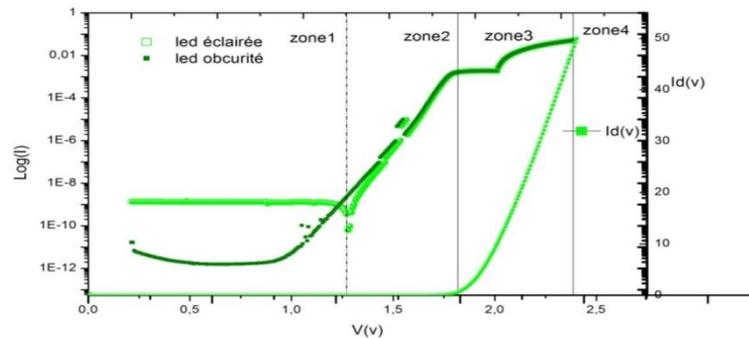


Fig.4 Caractéristique $\log(I) = f(V)$ d'une del verte en inverse

Effet photovoltaïque des différentes LED: $C = 9,56.10^{-6} \text{ v}/(\text{w}/\text{m}^2)$, ce coefficient nous permet de transformer la tension (v) aux bornes du Pyranomètre en intensité lumineuse (w/m^2)

O n trace le graphe puissance lumineuse P (w/m^2) en fonction du courant Id (μA) des différentes leds

de transformer la tension (v) aux bornes du Pyranomètre

en intensité lumineuse (w/m^2) Tableau l'intensité lumineuse en fonction du courant qui traverse les différentes leds rouge, jaune et verte

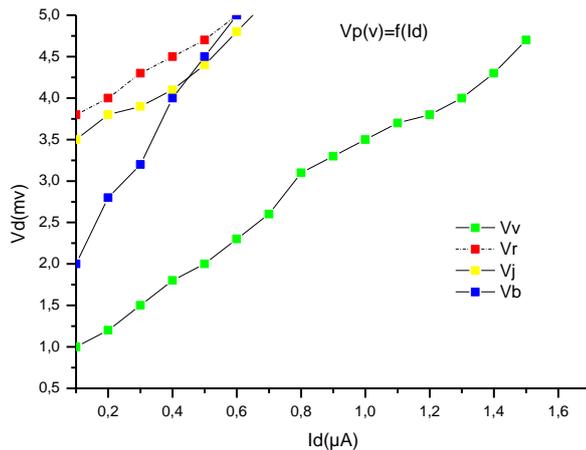


Fig.5 Puissance lumineuse (w/m²) en fonction du courant Id μA)

La figure 5 montre qu'il y'a un effet photovoltaïque de ces leds et on voit que la led verte (75 w/m²) la plus sensible après la bleue (150 w/m²) puis jaune (315 w/m²) et la rouge la (375 w/m²) la moins sensible et que la courbe est linéaire dans toutes ces leds $P=a \cdot Id + b$ avec $a =$ pente du graphe et b : puissance lumineuse quand le courant $I=0$.

CONCLUSION

Ce travail nous a permis de mettre en évidence la faisabilité d'utiliser des leds en photo détecteur. Le courant photo induit est de l'ordre de 1 nA et nous sommes très optimistes sur les futurs résultats de ces recherches

Les résultats obtenus valideront nos hypothèses, déjà établies, elles permettront également d'apprécier les potentialités de la LED dans le domaine photovoltaïque et de W/m^2 . examiner les niches dans lesquelles elles seraient probablement intégrées. Ce second travail a permis de mettre en place des moyens de mesure pour montrer qu'il existe un effet photovoltaïque sur les LED de la ENP "El Harrach" (école polytechnique d'Alger).

L'étude du comportement des différentes LED colorées vis-à-vis du rayonnement solaire a été menée avec succès. Les résultats ont montré que la LED rouge a une intensité lumineuse de (375 w / m²), jaune (315 w / m²), bleu (150 w / m²) et vert (75 w / m²).

REFERENCES

- [1] Karzazi Y., Organic Light Emitting Diodes: Devices and Applications, J. Mater. Env. Sci. 5 (1) (2014) 1-12
- [2] Haitz's law. Nature Photonics, vol. 1, no 1, 2007, p. 23 (DOI 10.1038/nphoton.2006.78, Bibcode
- [3] W. V. CIE 127:2007 The following members of the TC 2-45 . Report is Revision of CIE 127-1997
- [4] Raphaël Baillot défaillance pour l'évaluation de la fiabilité de diodes électroluminescentes GAN, p 45 : 21 Novembre 2011A

IV-CONCLUSION:

References

- [1] Neel V. Patel: "Nobel Shocker: RCA Had the First Blue LED in 1972"; 7 oct2014
- [2] C. Noah Photobiomodulation dermatology: Understanding and using LED, John Libbey Eurotext - Doin, coll. "Lasers and related technologies," 2014
- [3] (In) "Haitz law": Nature Photonics Technology Focus on LEDs volume 1; 2007
- [4] W. V.CIE 127:2007 The following members of the TC 2-45.... Report is a revision of CIE 127-1997 (Measurement of LEDs) and supersedes 27 mai 2011.
- [5] Karzazi Y., Organic Light Emitting Diodes: Devices and Applications, J. Mater. Env. Sci. 5 (1) (2014) 1-12.
- [6] Raphaël Baillot ; Thesis presented by the university of bordeaux doctoralphysical science and engineering « defaillance pour l'évaluation de la fiabilité de diesélectroluminescentes » ; 21 Novembre 2011
- [7] J J. Singleton, "Band theory and electronic properties of solids" ; Oxford University Press, 2001.
- [8] J. R. Barnes, "Robust electronic design reference book vol. 1" Springer, 2004

CONCEPTION DE CÔNES DE DIRAC QUASI-ISOTROPES DANS DES CRISTAUX PHOTONIQUES UNIDIMENTIONNELS MEMBRANAIRES

Florian Dubois¹, Thierry Deschamps¹, Sebastien Cueff¹, Xavier Letartre¹, Pierre Viktorovitch¹ et Hai Son Nguyen¹

¹ INL Institut des nanotechnologies de Lyon, 69130 Ecully, France

florian.dubois@doctorant.ec-lyon.fr

RÉSUMÉ

Les cônes de Dirac sont des dispersions linéaires situées au niveau de certains points de haute symétrie de l'espace réciproque. En ces points la dispersion, généralement quadratique, peut être rendue linéaire via la dégénérescence d'au moins deux modes, ce qui donne sa forme conique à la dispersion. Les cônes de Dirac confèrent aux modes optiques des propriétés insolites et ont été obtenus dans plusieurs configurations de cristaux photoniques bidimensionnels. Une dégénérescence de deux modes peut aussi donner lieu à des cônes dans les cristaux photoniques unidimensionnels. Néanmoins, l'absence de corrugation le long des tiges induit généralement une forte anisotropie dans la dispersion du cône. Un cône faiblement anisotrope peut cependant être obtenu via la dégénérescence simultanée de plusieurs modes. Dans cet article, nous présentons un design de cristal photonique unidimensionnel possédant un cône de Dirac quasi-isotrope en bord de première zone de Brillouin.

MOTS-CLEFS : *Cristaux photoniques, Ingénierie de dispersion, Cône de Dirac*

INTRODUCTION

Les dispersions de type cône de Dirac ont été très étudiées dans plusieurs champs de la physique impliquant la propagation d'onde dans des milieux périodiques. On peut citer le cas célèbre du graphène où la dispersion linéaire des cônes de Dirac confère aux électrons des propriétés de transport uniques. Les techniques de fabrication utilisées pour réaliser les cristaux photoniques permettent d'explorer une large gamme de paramètres géométriques, ce qui a permis, par l'apparition de dégénérescences dites accidentelles dans les cristaux photoniques bidimensionnels (CP2D), la mise en évidence de cônes en divers points de haute symétrie de la première zone de Brillouin (PZB) [1].

Ces dispersions confèrent aux photons des propriétés particulières et amènent à de nombreuses applications telles que la création de lasers monomodes "grande surface" [3]. Afin de les former, l'utilisation de CP2D est privilégiée cela permet une meilleure isotropie des dispersions là où les CP1D présentent une forte anisotropie entre les directions parallèle et perpendiculaire aux tiges. En effet, si l'on peut obtenir des dispersion linéaires selon la direction perpendiculaire aux tiges [4], la direction parallèle, par manque de corrugation, présente généralement des dispersions quadratiques. Le contrôle de la dispersion le long des tiges reste cependant possible dans les structures guidantes permettant la réalisation de dispersions linéaires dans des directions pourtant dépourvues de corrugation [2].

Dans cet article, nous présenterons comment ce phénomène peut être employé afin d'obtenir un cône de Dirac quasi-isotrope (2D) dans une structure pourtant intrinsèquement anisotrope.

1. STRUCTURES ÉTUDIÉES

La structure étudiée, illustrée sur la figure 1.a), consiste en une membrane d'un matériau diélectrique à fort indice optique suspendue dans l'air et partiellement gravée de sorte à être asymétrique verticalement. Elle est périodique selon x ($a=335\text{nm}$) et uniforme dans la direction y . Elle présente deux plans de symétrie illustrés sur la figure 1.a). Au point X de la dispersion ($k_x = \pi/a$ et $k_y = 0$), elles nous permettent de caractériser les modes selon leur parité (pair ou impair selon σ_x) et polarisation (TE ou TM selon σ_y). En pratique, cette structure est réalisée à partir de silicium amorphe ($n=3.53$) sur silice ($n=1.45$) et opérée

au voisinage de $\lambda = 1.55 \mu m$. Dans cette gamme, la structure possède trois modes photoniques illustrées sur la figure 1.b).

2. THÉORIE ET RÉSULTATS

Dans cette structure, les trois modes photoniques d'intérêt ont pu être dégénérés en jouant sur les paramètres géométriques du CP (filling-factor,...). Ces dégénérescences sont possibles car les modes en question possèdent tous des parités ou polarisation différentes les uns par rapport aux autres.

Un cône de Dirac 2D peut alors se former depuis ce point de dégénérescence comme illustré dans la figure 1.c). La linéarité est assurée selon k_x par le couplage entre les deux modes TE et selon k_y par le couplage entre le mode TE impair et le mode TM impair.

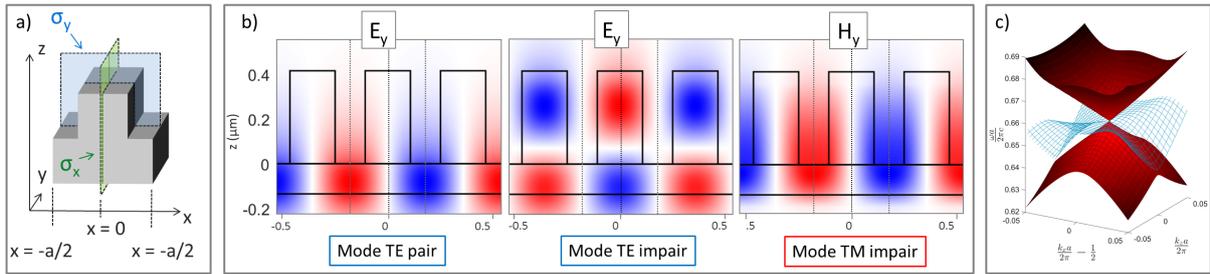


FIGURE 1 : a) Structure étudiée et ses deux plans de symétrie, b) cartographies de champ des trois modes optiques d'intérêt et c) dispersion photonique calculée au voisinage de X.

CONCLUSION

En conclusion, un cône de Dirac 2D, c'est-à-dire quasi-isotrope dans les deux directions principales de l'espace réciproque, a été obtenu dans un CP1D en X. Nous avons construit ce cône de Dirac à partir de la dégénérescence de trois modes de la structure de parité et polarisation différente. L'originalité de l'approche est d'utiliser le couplage entre modes de polarisations différentes qui se crée dans la direction des tiges afin de générer le cône dans cette direction. Nous avons montré que la dégénérescence tout comme la formation de la dispersion linéaire étaient intimement liées aux symétries de la structure.

Il est étonnant qu'il soit possible d'obtenir une dispersion aussi isotrope dans une structure pourtant intrinsèquement très anisotrope. Nous attendons de ce type de cône d'être une alternative aux cônes de Dirac des CP2D qui présentent des états de polarisation différents, pouvant avoir des applications intéressantes dans le domaine des lasers à cristaux photoniques ou de l'optique intégrée.

Pour finir, il serait intéressant de ramener ce cône au centre de la PZB. Les symétries de la structures le permettent et on ouvrirait ainsi le cône aux pertes radiatives. Cela offrirait la possibilité d'étudier la formation d'anneau de points exceptionnels et autres phénomènes propres aux systèmes non-hermitiens.

RÉFÉRENCES

- [1] X. Huang, Y. Lai, Z. H. Hang, H. Zheng, and C. T. Chan "Dirac cones induced by accidental degeneracy in photonic crystals and zero-refractive-index materials," *Nat. Mater.*, vol. 10, pp. 582-586, 2011.
- [2] M. Ibanescu, S. G. Johnson, D. Roundy, C. Luo, Y. Fink, and J. D. Joannopoulos, "Anomalous Dispersion Relations by Symmetry Breaking in Axially Uniform Waveguides," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, pp. 063903, 2004.
- [3] J. Bravo-Abad, J. D. Joannopoulos, and M. Soljacic, "Enabling single-mode behavior over large areas with photonic Dirac cones", *Proc. Natl. Acad. Sci.*, vol. 109, pp. 9761-9765, 2012.
- [4] H. Nguyen, F. Dubois, T. Deschamps, S. Cuffe, A. Pardon, J. L. Leclercq, C. Seassal, X. Letartre, and P. Viktorovitch, "Symmetry Breaking in Photonic Crystals : On-Demand Dispersion from Flatband to Dirac Cones," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 120, pp. 066102, 2018.

FACTEUR DE PURCELL GEANT POUR UNE ANTENNE PLASMONIQUE COUPLEE A UN EMETTEUR UNIQUE

A. R. Dhawan¹, J. U Esparza¹, H. Amyar¹, C. Schwob¹, M. Nasilowski³, B. Dubertret³, L. Coolen¹, P. Senellart², A. Maître¹

¹ Institut des NanoSciences de Paris, Sorbonne Université, 4 place Jussieu, 75252 Paris

² Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Route de Nozay, 91460 Marcoussis

³ Laboratoire de Physique et d'Étude des Matériaux, ESPCI, 10 rue Vauquelin, F-75231 Paris

agnes.maitre@insp.upmc.fr

RÉSUMÉ

Des antennes plasmoniques de type patchs ont été réalisées en positionnant un émetteur unique de manière déterministe au centre de l'antenne. Les antennes sub-micrométriques obtenues sont très brillantes, avec un facteur de Purcell supérieur à 200 et une forte émission multiexcitonique

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

1. INTRODUCTION

Les antennes plasmoniques telles que les antennes patch, permettent un fort confinement du champ électromagnétique sur des volumes très petits [1]. Pour un émetteur placé au maximum du champ et bien orienté, l'interaction est alors maximum et une accélération importante de l'émission spontanée peut être obtenue. Une première réalisation de cette antenne avec des agrégats de nanocristaux semi-conducteurs a mis en évidence un facteur de Purcell de 15 [2]. Nous reportons ici la réalisation d'une antenne patch plasmonique couplée à un émetteur unique, un nanocristal de CdSe/CdS, positionné de manière déterministe au maximum du champ électromagnétique. Au sein de cette antenne, un facteur de Purcell supérieur à 200 a pu être obtenu, avec une forte émission multiexcitonique. Cette antenne très brillante, a également une émission directive.

2. REALISATION DE L'ANTENNE PLASMONIQUE PATCH

La nanoantenne patch est constituée par une couche mince diélectrique homogène placée entre un plan métallique optiquement épais et un disque métallique optiquement fin et donc partiellement transparent. Un émetteur, ici un nanocristal individuel de CdSe/CdS [3], de diamètre de l'ordre 15-20nm émettant à température ambiante à 630nm avec une largeur spectrale suffisante pour pouvoir se coupler à des nanoantennes plasmoniques, est placé au centre de cette antenne. Le milieu diélectrique a une épaisseur faible devant l'épaisseur de peau du métal, typiquement de quelques dizaines de nm. Dans une telle antenne, les plasmons des deux surfaces peuvent être excités par l'émetteur, et sont couplés l'un à l'autre. On obtient ainsi un confinement important du champ dans un volume modal très faible favorable à une exaltation par effet Purcell.

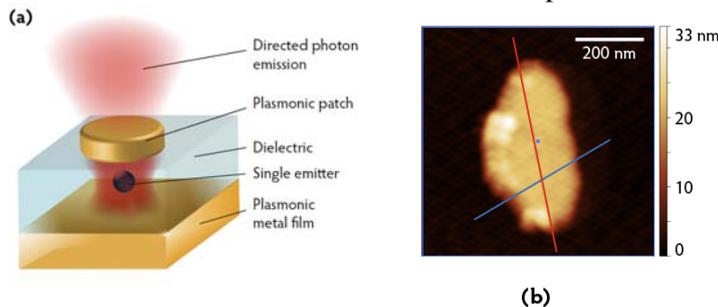


Fig. 1 : a) schéma de l'antenne patch. b) Image AFM image de deux antennes patch elliptique la plus petite dimension est de 200nm bien inférieure à la longueur d'onde

Pour réaliser une antenne efficace, il est nécessaire de contrôler la position de l'émetteur. La technique de lithographie optique in-situ [4] consiste à repérer optiquement un émetteur puis à réaliser les différentes étapes technologiques pour centrer la nanostructure centrée sur l'émetteur. Nous avons élaboré un nouveau protocole basé sur cette technique et permettant de réaliser des antennes patchs avec un unique nanocristal positionné de manière déterministe au centre de l'antenne. Nous avons ainsi obtenu par des techniques de lithographie optique des antennes centrées dont le diamètre varie entre 200nm et 2 μm (fig1)

3. EMISSION DE L'ANTENNE

Les antennes sont excitées par un laser impulsif à 405nm et sont observées par microscopie de fluorescence. L'émission est collectée par deux photodiodes à avalanche, permettant de réaliser à la fois une mesure de temps de vie et une mesure de dégroupement de photons.

Suivant leur taille et leur configuration, les antennes obtenues présentent deux types de comportement différents : Certaines antennes sont des sources de photons uniques, dont l'émission est accélérée. Des facteurs de Purcell de l'ordre de quelques unités sont alors obtenus. A l'opposé, pour des antennes de faible taille, comme l'antenne sub-longueur d'onde présentée ci-dessus, le facteur de Purcell est supérieur à 200. Ces sources ne sont alors plus des sources de photons uniques et l'émission devient essentiellement multiexcitonique. En effet l'effet Auger qui donne lieu à une désexcitation non radiative de multiexcitons est en compétition avec la désexcitation radiative du multiexciton. Une fois placés dans une antenne, l'émission des nanocristaux est accélérée. Leur désexcitation radiative excitonique et multiexcitonique devient plus rapide que l'effet Auger, si bien que l'antenne permet aux multiexcitons de se désexciter de manière radiative. Par ailleurs l'antenne ainsi obtenue est 70 fois plus brillante que les nanocristaux placés sur la lame d'or.

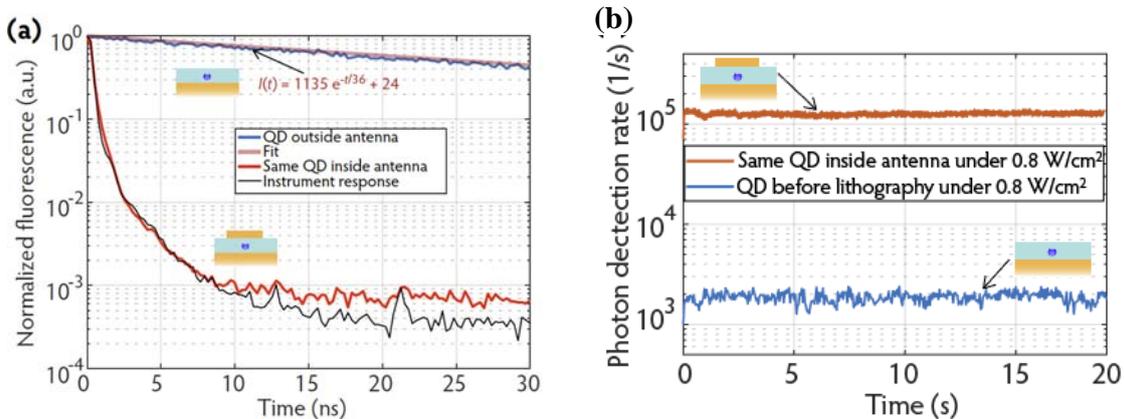


Fig. 2 : a) courbes de déclin de l'émetteur individuel dans l'antenne de dimension sub-longueur d'onde et sur lame d'or b) intensité de l'émetteur individuel dans la même antenne et sur lame d'or

CONCLUSION

Nous avons fabriqué des antennes patch comportant un unique émetteur positionné de manière déterministe au centre de l'antenne. La forte accélération de l'émission spontanée a permis de rendre radiative l'émission multiexcitonique et d'obtenir des antennes très brillantes.

REFERENCES

- [1] R. Esteban, T.V. Teperik, J.J. Greffet, *Phys. Rev. Lett.* 104, 026802 (2010)
- [2] C. Belacel, B. Habert, F. Bigourdan, F. Marquier, J-P. Hugonin, S. Michaelis de Vasconcellos, X. Lafosse, L. Coolen, C. Schwob, C. Javaux, B. Dubertret, J-J. Greffet, P. Senellart, A. Maître, *Nanoletters* 13 1516 (2013)
- [3] Malher B., Spinicelli P., Buil S., Quélin X., Hermier J.-P., Dubertret B., *Nature Materials* 7, 65 (2008)
- [4] A. Dousse, L. Lanco, J. Suczynski, E. Semenova, A. Miard, A. Lemaitre, I. Sagnes, C. Roblin, J. Bloch, P. Senellart, *Phys. Rev. Lett.* 101, 267404 (2008).

FILTRES PIXELLISÉS NANOSTRUCTURES DIELECTRIQUES POUR LE MOYEN INFRAROUGE

L. Macé^{1,2}, Olivier Gauthier-Lafaye¹, H. Camon¹, H. Leplan², F. Pradal², A. Hervy², M. Oussalah², A. Monmayrant¹

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

² SAFRAN-REOSC, Avenue de la Tour Maury, 91280 Saint Pierre du Perray, France

olivier.gauthier-lafaye@laas.fr

RÉSUMÉ

Les «zero-contrast gratings» (ZCG) forment une catégorie de filtres passe-bande étroits. Leur faible tolérance angulaire empêche cependant leur usage pour des applications pixellisées. En intégrant au ZCG un double réseau, nous montrons qu'il est possible d'accroître simultanément, et de plus d'une décade, la largeur spectrale et l'acceptance angulaire de ces filtres. Nous montrons que ces nouveaux filtres sont compatibles avec une utilisation sous forme pixellisée et intégrables en matrice.

MOTS-CLEFS : *filtres sub-lambda, nanophotonique, infrarouge*

1. INTRODUCTION

Les filtres pixellisés sont des filtres dont l'extension spatiale est limitée latéralement. Ils sont d'un grand intérêt pour le filtrage multi- et hyperspectral. En effet, de tels filtres constituent une alternative avantageuse aux filtres à roue en cela qu'ils peuvent être assemblés en une matrice et intégrés au plus près du détecteur afin d'aboutir à un système plus léger et plus compact. Dans ce contexte, les méthodes conventionnelles de filtrage reposant sur des empilements de couches minces sont limitées. Malgré la performance des systèmes optiques à base de couches minces, ils manquent de flexibilité en cela que l'épaisseur de quelques-unes, voire de beaucoup de leurs couches doit être ajustée afin de modifier leur réponse spectrale. La fabrication d'une matrice de filtres pixellisés utilisant cette technologie nécessiterait alors des étapes de process très complexes.

Les filtres à base de résonances de modes guidés (GMRF) constituent une alternative très prometteuses [1]. Ils consistent simplement en un guide d'onde couplé à un réseau permettant la création de résonances optiques très prononcées. Cependant ces filtres présentent deux particularités marquées : un fonctionnement en réflexion, et une très faible tolérance angulaire. Une proposition récente exploitant une double résonance dans un système fort indice, dit « zero contrast grating » ou ZCG [2], permet maintenant de concevoir des filtres GMRF en transmission. Nous avons montré récemment [3] que ces systèmes sont compatibles avec l'utilisation de concepts dits de double réseau permettant d'augmenter leur tolérance angulaire pour les rendre compatibles avec une utilisation sous forme pixellisée. Nous présentons les premières réalisations de ces filtres ainsi que les performances préliminaires obtenues. Enfin, nous montrons théoriquement que des systèmes pixellisés peuvent être conçus de façon compatible avec une fabrication utilisant les technologies issues de la microélectronique.

2. FABRICATION ET CARACTERISATION

Le système étudié est un réseau 1D composé d'une couche en germanium (Ge) gravée sur un substrat faible indice en CaF₂. Ces matériaux ont été choisis pour leur compatibilité avec les technologies usuelles de dépôt et de gravure. Un filtre ZCG standard a tout d'abord été conçu pour fonctionner dans le moyen infrarouge avec ces matériaux, puis un deuxième réseau a été ajouté afin d'augmenter simultanément la largeur des résonances spectrales et la tolérance angulaire [3].

Pour la fabrication du filtre, un système de 5 couches a été déposé sur substrat CaF_2 par évaporation. Ces couches comprennent successivement la couche guide d'onde en Ge de 682 nm, une couche de 10 nm d' Y_2O_3 servant de couche d'arrêt de gravure, une seconde couche de Ge de 100nm correspondant au second réseau, une couche de 10nm d' Y_2O_3 permettant l'arrêt de gravure lors de la gravure du réseau principal, et enfin la couche de 820nm de Ge constituant le réseau principal.

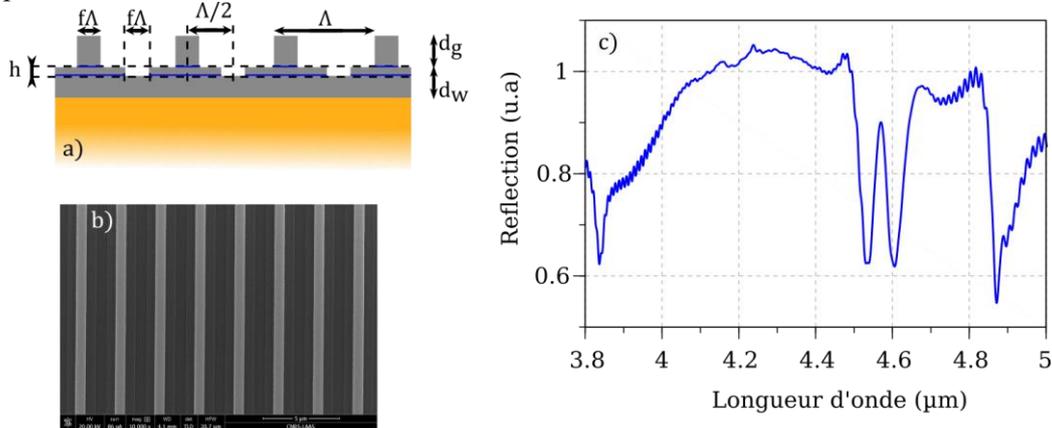


FIG. 1. : a) Schémas du filtre ZCG présentant un réseau secondaire gravé dans le guide. b) image par microscopie électronique à balayage du filtre fabriqué. Les dimensions du dispositif sont $d_w = 0.68 \mu\text{m}$, $d_g = 0.82 \mu\text{m}$, $h = 0.1 \mu\text{m}$, $\Lambda = 2.54 \mu\text{m}$, $f = 0.24$. c) première caractérisation de réflectivité sous faisceau focalisé du filtre fabriqué.

Le motif de réseau est réalisé par la répétition de deux étapes de lithographie optique par projection suivie de gravures sèches permettant de réaliser successivement les deux niveaux de réseau. La figure 1 présente une image en microscopie électronique à balayage des échantillons ainsi fabriqués. Après fabrication, les filtres ont été caractérisés par spectrométrie FTIR en réflexion sous faisceau focalisé dans un microscope en utilisant un objectif de focalisation en ZnS de 18mm de focale. Les spectres de réflectométrie obtenus sont présentés en figure 1. Comme constaté, les résonances attendues sont présentes, quoique atténuées par rapport aux performances théoriques calculées pour une onde plane en incidence normale. Nous attribuons ces résultats à l'ouverture numérique du système qui est supérieure à la tolérance angulaire du filtre.

CONCLUSION

Nous avons conçu et fabriqué des filtres ZCG à double réseau présentant des résonances dans le moyen infrarouge. Nous présenterons les techniques de conception et de fabrication de ces filtres ainsi que leurs premières caractérisations optiques. Les voies de réalisation de filtres de même type permettant d'obtenir une indépendance à la polarisation seront détaillées, ainsi que les perspectives théoriques d'intégration en matrice de ces filtres.

RÉFÉRENCES

- [1] S. S. Wang et R. Magnusson, « Theory and applications of guided-mode resonance filters », *Appl. Opt.*, vol. 32, no 14, p. 2606–2613, mai 1993.
- [2] M. Niraula, J. W. Yoon, R. Magnusson, « Single-layer optical bandpass filter technology », *Opt. Lett.*, vol. 40, no 21, p. 5062, nov. 2015.
- [3] L. Macé, O. Gauthier-Lafaye, A. Monmayrant, et H. Camon, « Design of angularly tolerant zero-contrast grating filters for pixelated filtering in the mid-IR range », *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 34, no 4, p. 657, avr. 2017.

ILLUSTRATION DU PASSAGE AU SEUIL DES NANOLASERS PAR UNE MODÉLISATION MARKOVIENNE

Arthur Vallet¹, Laurent Chusseau¹, Alain Jean-Marie², Fabrice Philippe³

¹ IES, Université de Montpellier, CNRS, Montpellier, France

² INRIA, LIRMM, Univ Montpellier, CNRS, Montpellier, France

³ LIRMM, Univ Montpellier, CNRS, Montpellier, France

Arthur.Vallet@ies.univ-montp2.fr

RÉSUMÉ

Nous présentons un modèle traitant du passage au seuil des nanolasers grâce à une chaîne de Markov simulée par Monte-Carlo. La quantification des variables traitées dans le modèle permet de mettre en évidence les allumages et extinctions autour du seuil laser. La coexistence d'un régime pulsé avec un régime continu bruité lors du passage au seuil montre que celui-ci ne peut plus être défini avec précision pour les nanolasers

MOTS-CLEFS : *nanolaser, seuil, Processus de Markov*

La question du seuil dans les nanolasers n'a pas de réponse simple [1]. Plus la fraction des photons émis dans le mode β est forte, moins la notion de seuil est nette. Notre modèle de laser à semi-conducteur est composé d'un champ électromagnétique quantifié résonant avec la cavité [2]. Celui-ci est composé de m photons et d'un nombre fini d'électrons dont n sont dans un état excité. L'aspect discret de ces variables nous permet d'observer une abrupte discontinuité entre une cavité vide et contenant au moins un photon, qui semble pertinent dans les nanolasers. La modélisation par chaîne de Markov et sa simulation par Monte-Carlo permettent d'obtenir une simulation exacte contenant le bruit intrinsèque. Les interactions entre m et n se déroulent uniquement à une paire de niveaux lasers bien définis, dont la différence d'énergie correspond à celle des photons présents dans la cavité. Le modèle ne possède qu'un seul mode, les autres modes sont considérés filtrés par la cavité.

Le facteur de Fano, \mathcal{F} , est le ratio entre la variance et la valeur moyenne du nombre de photons dans la cavité. Il caractérise le bruit et son maximum est aussi associé au seuil [3]. La figure 1a montre que \mathcal{F} présente un maximum qui se décale vers les pompages plus élevés et gagne en intensité quand β diminue. Deux subtilités intéressantes sont à observer : le comportement pour les faibles pompages est similaire sauf pour $\beta = 1$ et la courbe présente un épaulement avant le seuil qui confirme que la définition du seuil pour les nanolasers n'est pas un point unique [1]. Dans le même temps, la valeur moyenne de n en fonction du pompage et du β sature à fort pompage (cf. Fig. 1b). Cependant il est possible de voir un maximum de n au seuil, tout comme cela avait déjà été observé [4]. Le comportement est similaire à celui de \mathcal{F} à faible pompage.

La figure 2 représente une fraction de trajectoire réalisée au voisinage du seuil tel que déterminé par le maximum de \mathcal{F} . La trajectoire des photons montre que le laser alterne entre une période éteinte et allumée. Durant les périodes d'allumage le nombre de photons et d'électrons excités reste assez stable jusqu'à ce il n'y ait plus de photons dans la cavité. Le nombre stable d'électrons excités correspond à la valeur atteinte à fort pompage (cf. Figure 1b). Ceci suggère un laser cohérent durant cette période. S'ensuit alors une extinction du laser de durée moyenne $\propto 1/\beta$. L'absence de photons entraîne une hausse de n à une vitesse $J - 1 + \beta$. Cette période d'extinction se termine lorsqu'un photon est émis spontanément, entraînant alors une explosion exponentielle du nombre de photons par émission stimulée, s'arrêtant quand le surplus de n est consommé. Lorsque n a atteint sa valeur stable la cavité se vide rapidement jusqu'à obtenir à nouveau un régime stable du laser. La présence des explosions de m explique la valeur du facteur de Fano à cet endroit : avec un pompage plus faible, celui-ci ne permet pas de remplir suffisamment n avant la première émission. Avec un pompage plus élevé, les extinctions du laser étant plus rares, les explosions du nombre de photons le sont aussi. L'indécision sur la cause de la forte variance à faible

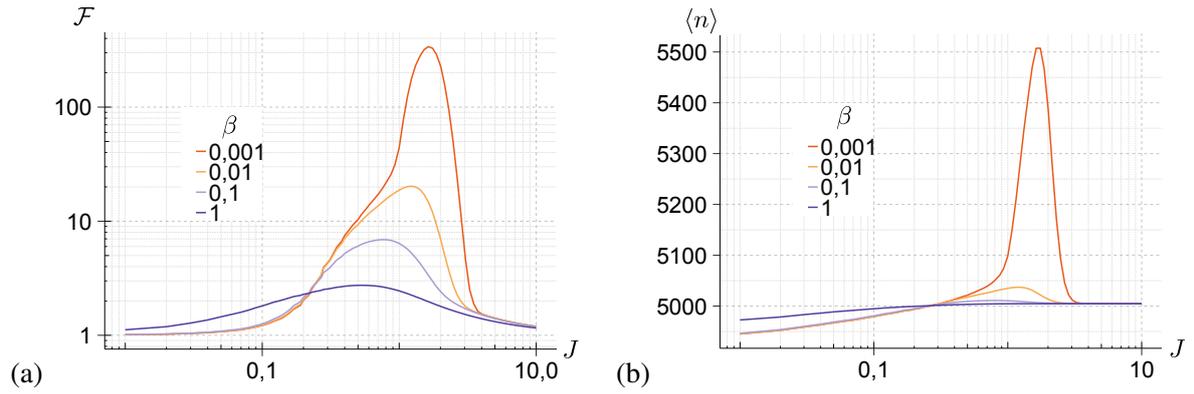


FIGURE 1: (a) Facteur de Fano \mathcal{F} en fonction du pompage J pour différentes valeurs de β . (b) Nombre d'électrons moyens en bande de conduction $\langle n \rangle$ en fonction de J pour différentes valeurs de β

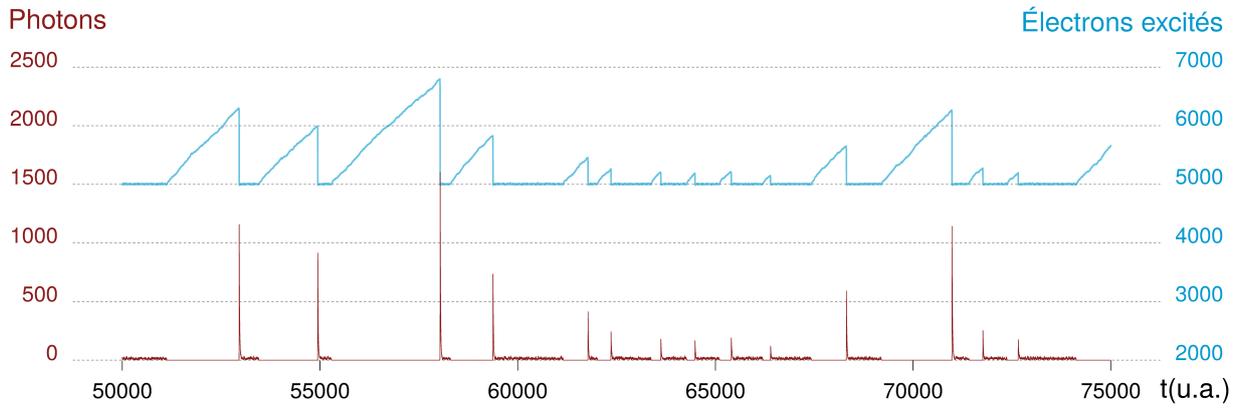


FIGURE 2: Évolution du nombre de photons et d'électrons en bande de conduction dans une trajectoire situé au maximum du facteur de Fano de la figure 1a pour $\beta = 0.001$

Le pompage, entre la fréquence et la hauteur des explosions de photons, peut expliquer l'épaule de la figure 1a. Les pics ont une taille proportionnelle aux n accumulés et de largeur constante rappelant le régime de commutation de gain.

Conclusion Comme observé, le passage au seuil dans les nanolasers est en réalité une alternance entre un laser pulsant et en régime continu bruité. L'étude du seuil a été possible grâce aux sauts quantiques des photons à l'allumage que permet le modèle. L'extinction du laser est due au bruit relatif au nombre de photons dans la cavité qui lorsqu'il atteint zéro fait basculer le nanolaser dans un régime pulsant. La mise en évidence de ce phénomène est inhérente à la prise en compte intrinsèque du bruit par notre simulation par Monte-Carlo de la chaîne de Markov.

RÉFÉRENCES

- [1] T. Wang, G. P. Puccioni, G. L. Lippi, "Dynamical Buildup of Lasing in Mesoscale Devices," *Sci. Rep.*, vol. 5, no. 1, p. 15858, 2015.
- [2] L. Chusseau, J. Arnaud, "Monte-Carlo simulation of laser diode sub-Poissonian light generation," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 34, no. 10, pp. 1007–1023, 2002.
- [3] P. R. Rice, H. J. Carmichael, "Photon statistics of a cavity-QED laser : A comment on the laser phase-transition analogy," *Phys. Rev. A*, vol. 50, no. 5, pp. 4318–4329, 1994.
- [4] K. Roy-Choudhury, A. F. J. Levi, "Quantum fluctuations in very small laser diodes," *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 81, no. 1, pp. 1–11, 2010.

IMAGER DES NANOPARTICULES SANS LENTILLE OPTIQUE

Tim Myers¹, Helena Ribera^{1,2}, Frédéric Neumayer², Sébastien Weber², Wolfgang S. Bacsá²

¹ CRM Centre de Recerca Matemàtica, Bellatrava, Spain

² CEMES-CNRS Laboratoire d'élaboration des matériaux et d'études structurales et Université de Toulouse, France

wolfgang.bacsá@cemes.fr

RÉSUMÉ

Une imagerie optique diffractive est explorée pour augmenter la résolution spatiale des nanoparticules sur une surface et dans une matrice polymère. L'image optique est enregistrée avec une fibre optique, en balayant à proximité d'un substrat interférentiel. Une méthode ptychographique est utilisée pour récupérer la phase du champ optique.

MOTS-CLEFS : *optique cohérente, diffraction, ptychographique, nanoparticule unique*

1. INTRODUCTION

Une imagerie optique cohérente et diffractive (1) est appliquée pour augmenter la résolution spatiale des nanoparticules sur une surface et dans une matrice polymère. Nous nous attendons à observer une haute résolution latérale lors de l'enregistrement des images avec une fibre optique, en balayant à proximité d'un substrat interférentiel (2). Notre approche consiste à utiliser une méthode ptychographique pour récupérer la phase du champ optique. Notre motivation est de développer une nouvelle technique d'imagerie optique polyvalente sans lentille adaptée aux nanoparticules pour une large gamme d'applications comme des nanotubes de carbone et des nanoparticules de graphène dispersés dans une matrice polymère pour mieux comprendre le phénomène de dispersion. Nous explorons le champ optique des nanoparticules sur une surface allant du champ proche au champ lointain pour une meilleure compréhension de l'émission lumineuse de ces nanoparticules. Notre modèle analytique fait usage des dipôles induits pour mieux voir la formation des franges d'interférences proche d'une surface. Notre approche analytique nous facilite la compréhension des phénomènes fondamentaux qui est essentielle dans le développement d'une méthodologie appropriée pour augmenter la résolution optique et imager des nanoparticules.

2. RESULTATS

Les nanoparticules ont des propriétés physiques et chimiques uniques avec une large gamme d'applications. Leur observation par microscopie optique reste difficile à cause de la limite de résolution induite par la diffraction par les lentilles optiques. Des méthodes ptychographiques, sans utilisation des lentilles, développées récemment, sont très prometteuses. Ils permettent d'avoir des plages de vue bien plus grandes. Par contre la résolution latérale est limitée par la taille des pixels des détecteurs CCD. Notre approche consiste à déplacer une fibre optique pointue à la proximité de la surface. La fibre optique est mise dans un faisceau laser dans la zone de recouvrement du faisceau incident et réfléchi. Le recouvrement des deux faisceaux forme ainsi une onde stationnaire de surface qui est parallèle à la surface. Cette onde stationnaire de surface est utilisée pour orienter le plan de l'image parfaitement parallèlement à la surface. Il n'est alors plus nécessaire de corriger la position de la fibre optique par rapport à la surface pendant l'acquisition de l'image. Pour explorer les propriétés du champ diffusé, la distance avec la surface est typiquement plus grande que la moitié de la longueur d'onde utilisée. La présence d'une nanoparticule provoque une interférence de l'onde diffusée avec l'onde incidente qui forme ainsi une onde latérale (3,4). Avec

un faisceau incident incliné, l'onde stationnaire de surface forme des franges elliptiques. Pour augmenter cet effet nous utilisons un substrat interférentiel pour augmenter le champ optique à la surface. En considérant les conditions d'interférences nous avons dérivé des expressions analytiques des franges des ondes stationnaires. La Fig. 1 montre l'onde latérale calculée dans un plan parallèle de la surface. Quelques franges elliptiques dérivées par la condition d'interférence entre les ondes diffractée et incidente sont superposées dans la figure. La position exacte des franges est obtenue par traçant les franges en fonction de la distance entre surface et plan de l'image et en cherchant la meilleure corrélation pour la distance entre les franges.

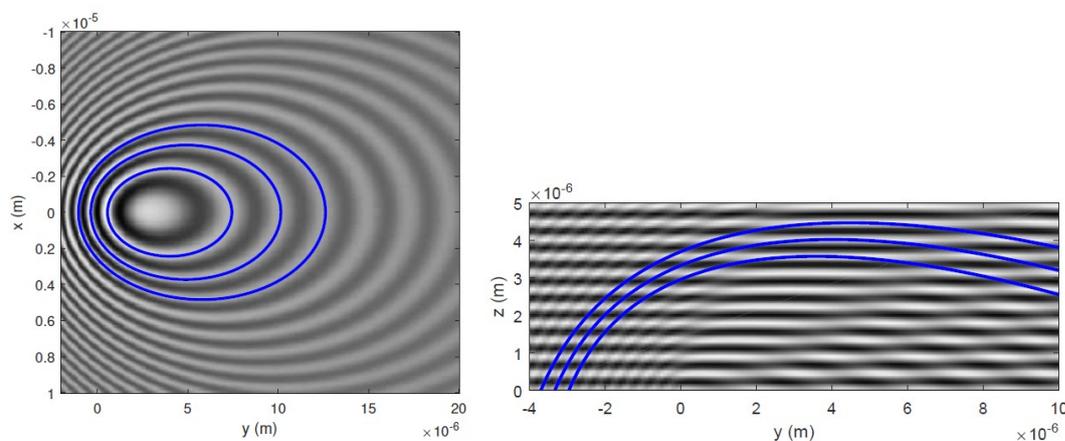


Fig. 1 : L'onde stationnaire latérale calculée dans un plan parallèle à la surface (gauche) et vertical (droite), formée par la superposition de l'onde diffusée par une nanoparticule avec une onde plane incidente (angle d'incidence : 50deg, distance entre plan d'image et surface 20 μm , longueur d'onde = 632 nm) et 3 franges elliptiques dont l'expression analytique a été dérivée par la condition d'interférence entre les ondes diffractée et incidente sont superposées.

CONCLUSION

Notre approche de l'imagerie optique cohérente donne des résultats encourageants en considérant uniquement l'interférence entre une onde plane et une onde dipolaire en admettant un décalage de phase. Dans une prochaine étape ces résultats seront confrontés avec un plus grand nombre de mesures sur des nanoparticules uniques.

REMERCIEMENT

Ce travail est soutenu par l'Institut de Physique du CNRS (Emergence 2016) et par LabEx (ANR) NEXT (Emergence 2017).

RÉFÉRENCES

- [1] H.N. Chapman et al, "Femtosecond diffractive imaging with a soft-X-ray free electron laser", Nature Phys. 2 (2006) 839
- [2] W.S. Bacsá, A. Kulik, "Interference scanning optical probe microscopy", Appl. Phys. Lett. Vol. 70 (1997) 350
- [3] Levine, A. Kulik and W.S. Bacsá, "Optical space and time coherence near surfaces", Phys. Rev. B, Vol 66 (2002) 233404
- [4] W. Bacsá, "Optical interference near surfaces and its application in subwavelength microscopy", Editor P.W. Hawkes, Advances in Imaging and Electron Physics, Ed. Acad. Press, 163, 1-32, 2010

MANIPULATION OPTIQUE DE VORTEX D'ABRIKOSOV DANS LES SUPRACONDUCTEURS

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

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

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

antonine.rochet@institutoptique.fr

RÉSUMÉ

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

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

1. INTRODUCTION

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

2. EXPÉRIENCE

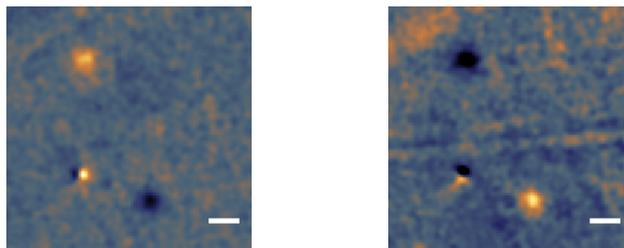


FIGURE 1 : Paires de vortex/anti-vortex dans le niobium créées à partir d'une unique impulsion laser sous des champs magnétiques opposés de ± 36 mG à 4 K pour une fluence laser de 42 mJ/cm².

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

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

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

3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

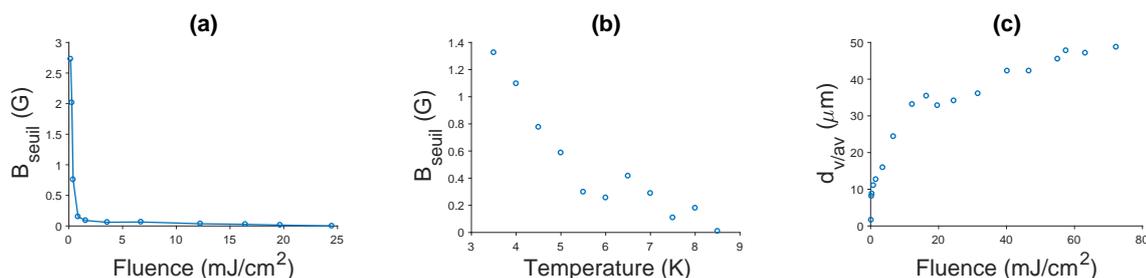


FIGURE 2 : Étude de la génération de paires de vortex/anti-vortex dans le niobium. (a) : champ magnétique seuil en fonction de la fluence de l'impulsion laser. (b) : champ magnétique seuil en fonction de la température pour une fluence de $1,1 \text{ mJ}/\text{cm}^2$. (c) : distance entre le vortex et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

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

CONCLUSION

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

RÉFÉRENCES

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

Manipulation par voie optique de nanoparticules par une nano-antenne diabololo à résonance plasmonique

Ali NOUHO^{1,2*}, N. HAMEED¹, I. A. IBRAHIM² and F. I. BAIDA¹

¹Institut FEMTO-ST, UMR 6174, Département d'Optique P.M. Duffieux, Université de Franche-Comté, 25030 Besançon cedex, France

²Université de Djibouti, Centre de Recherche de l'Université de Djibouti, Avenue Djanaleh, BP1904, Djibouti

*ali.nouho@femto-st.fr

RÉSUMÉ

Dans ce travail, nous présentons des résultats numériques que nous avons récemment obtenus sur l'étude de piégeage des nano-particules diélectriques, par une nano-antenne métallique placée sur un substrat de verre. La nano-antenne utilisée a été spécialement conçue afin d'exalter très fortement le champ électrique mais aussi le champ magnétique en son voisinage [1]. La méthode FDTD-3D est utilisée pour obtenir la distribution du champ électromagnétique et le calcul des forces optiques est réalisé par l'intermédiaire du tenseur de stress de Maxwell [2, 3]. Une étude en fonction de la distance entre la nano-particule et la nano-antenne et en fonction du rayon de la nano-particule montre que deux types de piégeage sont possibles: piégeage à distance et piégeage par contact. Cette possibilité de piégeage donne de nouvelles opportunités notamment pour des applications médicales ou en microscopie champ proche pour manipuler et trier des nano-particules en fonctions de leur dimension et leur nature physico-chimique.

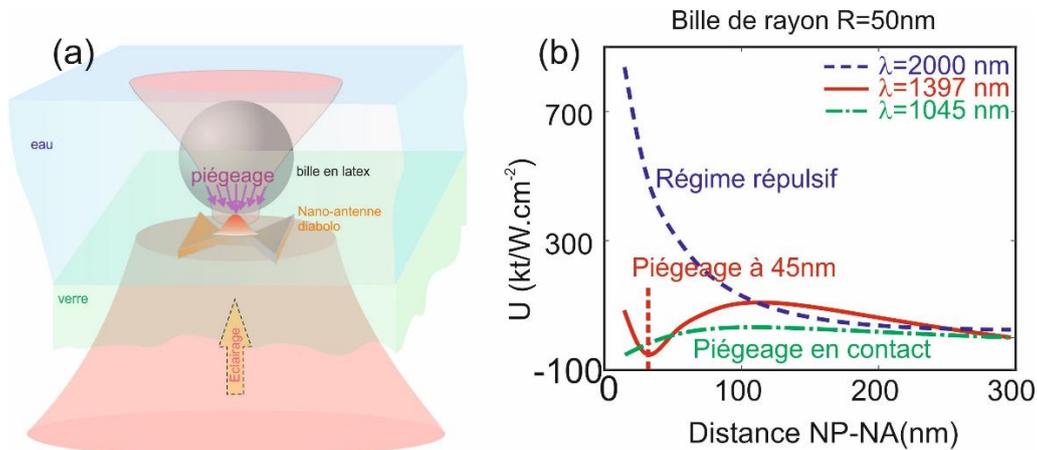


Fig: (a) Schéma de principe du piégeage par la nano-antenne diabololo. (b) Evolution du potentiel dont dérive la force exercée par la NA sur la NP en fonction de la distance qui les sépare. Trois différentes valeurs de la longueur d'onde ont été considérées pour illustrer les trois régimes : répulsif, attractif en contact et piégeage à distance.

Dans ce travail, notre étude est limitée au cas de particules diélectriques non résonantes. Le cas des particules métalliques, métallo-diélectriques ou purement diélectriques résonantes sera abordé prochainement où l'on s'attend à des phénomènes de couplage entre la NA et la NP qui pourraient influencer grandement le processus de piégeage.

MOTS-CLEFS : piégeage, nano-antenne diabololo, nano-particule, FDTD

RÉFÉRENCES

- [1] N. Hameed, A. Nouho Ali and F. I. Baida “Optical Manipulation of nanoparticles by simultaneous electric and magnetic field enhancement within diabolito nanoantenna”, *Scientific reports*, **7**, 12806 (2017).
- [2] Arif E. Cetin, “FDTD analysis of optical forces on bowtie nano-antennas for high-precision trapping of nanostructures”, *Nano Letters, International Nano Letters*, **5(1)**, 21-27 (2015)
- [3] T. V. Raziman *et al.*, “Optical forces in nanoplasmonic systems: how do they work, what can they be useful for?”, *Faraday discussions*, **178**, 421-435 (2015).

MICROLENTILLES DE FRESNEL INTÉGRÉES DANS DES CAPTEURS D'IMAGES CMOS

Thomas Lopez¹, Sébastien Massenot¹, Magali Estribeau¹, Franck Corbière¹, Aziouz Chabane¹, Pierre Magnan¹ et Jean-Luc Pelouard²

¹ ISAE-SUPAERO, Université de Toulouse, France

² MiNaO - C2N - CNRS, Université Paris Sud, Université Paris-Saclay, 91460 Marcoussis, France

sebastien.massenot@isae-supero.fr

RÉSUMÉ

Les performances des capteurs d'images CMOS peuvent être améliorées en termes de collection, filtrage ou de réponse du photodétecteur et chacun de ces aspects peut être adressé par des nanostructures optiques. L'intégration d'une microlentille de Fresnel métallique directement dans le flot de fabrication d'un détecteur CMOS est ici étudiée.

MOTS-CLEFS : *micro-lentille de Fresnel ; capteur d'image CMOS ; détecteur silicium ;*

1. INTRODUCTION

Les avantages des imageurs CMOS (faible consommation électrique, haute cadence de lecture, adressage pixel par pixel) leur ont permis d'adresser de nombreuses applications, aussi bien grand public que scientifiques. Le fait qu'ils soient entièrement réalisés dans des filières de la microélectronique silicium est un avantage non-négligeable dans une logique de réduction des coûts de fabrication. Un autre avantage est également de pouvoir profiter du procédé de fabrication CMOS pour y ajouter directement des nanostructures permettant d'améliorer la réponse optique de chaque détecteur, soit en terme de collection de lumière, de diaphonie, de filtrage ou encore d'exaltation de la réponse de la photodiode [1].

Cette contribution vise à étudier les performances théoriques et expérimentales de l'intégration d'une lentille de Fresnel métallique sur un des niveaux de métallisation du procédé de fabrication CMOS. Cette lentille sera dimensionnée pour une réponse optimale dans le proche infrarouge ($\lambda = 1.064 \mu m$), là où la réponse du silicium est peu efficace.

2. MODÉLISATION ET DIMENSIONNEMENT DE LA LENTILLE DANS UN PIXEL CMOS

La structure d'un pixel CMOS est illustrée sur la figure 1.a, il s'agit d'une photodiode en silicium surplombée d'un empilement métallo-diélectrique servant aux interconnexions. La lentille est réalisée à l'aide du dernier niveau de métallisation (M4) de cet empilement ((figure 1.b)), elle sera réalisée en aluminium, matériau à disposition dans le procédé de fabrication CMOS.

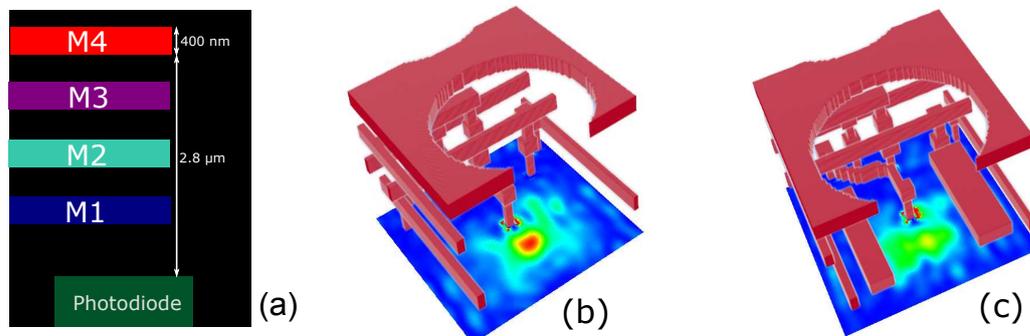


FIGURE 1 : (a) Schéma transversal d'un pixel CMOS, (b) et (c) cartographies 3D de champs d'un pixel muni d'une lentille métallique sans et avec masquage au niveau M1

A la longueur d'onde de travail, les dimensions du pixel ($4.5 \mu\text{m}$) sont telles que seule la première zone de Fresnel de la lentille pourra être intégrée, on se retrouve alors avec une lentille planaire de type sténopé [2]. Une modélisation FDTD de la réponse du pixel complet (figure 1.b illustration la focalisation) a montré que cette lentille pouvait être performante en termes d'efficacité quantique pour des petites photodiodes ($\leq 1.5 \mu\text{m}$ de dimensions latérales) [3], soit des petits pixels ou encombrés par la présence de métallisations perturbant le trajet de la lumière.

Plusieurs types de pixels munis de lentilles ont ainsi été conçus pour une fabrication en fonderie CMOS :

- un pixel de base avec une photodiode de dimensions $2.93 \times 3.8 \mu\text{m}^2$
- un pixel identique et un masquage métallique au niveau M1 (ouverture de $1.3 \mu\text{m}$) pour “simuler” une haute densité de métallisations du pixel ou une petite photodiode (figure 1.c)

3. CARACTÉRISATIONS ÉLECTRO-OPTIQUES

Trois matrices de 60×60 pixels, situées sur trois capteurs d'images issus d'un même wafer, ont été réalisées et caractérisées pour chaque structure. Les résultats présentés ci-dessous ont été obtenus avec une source blanche non polarisée, filtrée à $1.064 \mu\text{m}$. La figure 2 représente le nombre d'électrons collectés en fonction du nombre de photons incidents pour des pixels munis ou non d'un masquage métallique au niveau M1. Si la figure 2.a ne montre pas d'amélioration (pertes dues au métal supplémentaire dans le pixel), la figure 2.b illustre les effets de la focalisation sur le pixel masqué au niveau M1 avec une amélioration de l'efficacité quantique (18 % en valeur relative), conformément aux modélisations [3].

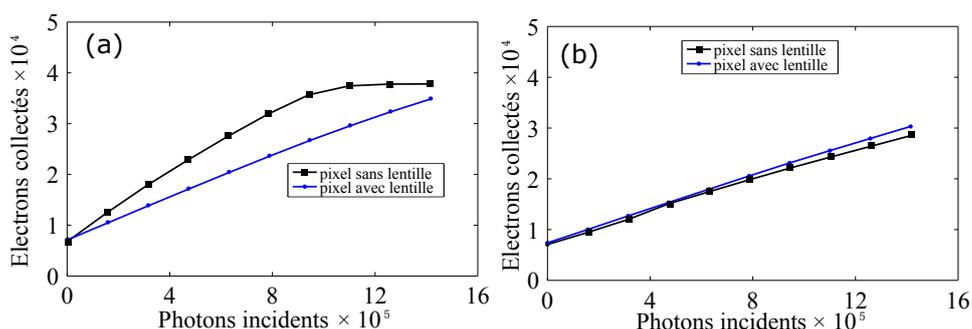


FIGURE 2 : Réponse électro-optique des pixels, sans masquage (a), avec masquage du niveau M1 (b)

CONCLUSION

La conception de lentilles métalliques directement intégrées en fonderie dans un pixel CMOS a été présentée. Différents pixels ont été conçus sans et avec un masquage métallique pour simuler la présence d'une haute densité de rails métalliques au-dessus de la photodiode. La caractérisation électro-optique a permis d'évaluer expérimentalement les performances des lentilles métalliques dans ces pixels spécifiques avec l'observation de l'amélioration de l'efficacité quantique du détecteur pour une configuration de petite photodiode.

RÉFÉRENCES

- [1] N. Teranishi, H. Watanabe, T. Ueda and N. Sengoku, “Evolution of Optical Structure in Image Sensors,” *IEDM*, San Francisco, 2012.
- [2] Q. Lévesque, P. Bouchon, F. Pardo, J.-L. Pelouard, and R. Hadar, “Compact planar lenses based on a pinhole and an array of single mode metallic slits,” *J. of the Eur. Opt. Soc.*, vol. 8, pp. 13071, 2013.
- [3] T. Lopez, S. Massenot, M. Estribeau, P. Magnan, F. Pardo and J.- L. Pelouard, “Integration of nanostructured planar diffractive lenses dedicated to near infrared detection for CMOS image sensors,” *Opt. Exp.*, vol. 24, pp. 8809–8823, 2016.

Modélisation vectorielle semi-analytique des réseaux résonnants

Anne-Laure Fehrembach, Boris Gralak, Anne Sentenac

*Aix Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, Institut Fresnel, UMR 7249,
13013 Marseille, France*

anne-laure.fehrembach@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Grâce à un modèle vectoriel basé sur le formalisme de Green, nous exprimons les matrices de réflexion et transmission d'une structure périodique résonnante comme la somme de termes résonnant et non résonnant impliquant des intégrales de couplage. Ces expressions intuitives facilitant l'analyse physique sont validées par des calculs numériques.

MOTS-CLEFS : *réseaux résonnants; profil de Fano; fonction de Green*

1. INTRODUCTION

Les résonances dans des structures périodiques permettent de réaliser de nombreuses fonctions optiques : filtres, miroirs, extraction de lumière, polariseurs... Si les méthodes numériques sont indispensables pour l'étude et la conception, les modèles approchés peuvent faciliter les interprétations physiques, en particulier lorsqu'ils sont basés sur une analyse modale. Nous présentons et validons numériquement une méthode vectorielle approchée, extension du modèle scalaire présenté dans [1], permettant de calculer le champ diffracté par une structure périodique résonnante. Nous développons une analyse physique, impliquant la polarisation, à partir des expressions intuitives des matrices de réflexion et de transmission de la structure.

2. MÉTHODE

L'équation de départ de la méthode est l'équation de Helmholtz, que nous écrivons de manière à faire apparaître le réseau comme une perturbation par rapport à une structure de référence plane. Nous introduisons le tenseur de Green associé à la structure plane, afin d'obtenir un système d'équations intégrales couplées dont les inconnues sont les amplitudes des ordres de diffraction. Nous développons ensuite le tenseur de Green sur ses modes propres [2], puis nous faisons les approximations et hypothèses suivantes:

- l'amplitude des ordres non résonnants est négligeable devant celle des ordres résonnants,
- le champ dans un ordre résonnant est proportionnel au champ du mode propre.

Ces considérations permettent d'obtenir un système d'équations linéaires couplant les amplitudes des ordres résonnants. Le champ dans les ordres résonnants est calculé ainsi que le champ diffracté. La solution s'exprime en fonction d'intégrales traduisant le couplage du champ incident vers les modes, le découplage des modes, et le couplage des modes entre eux.

Nous montrons que la matrice de réflexion de la structure s'exprime comme la somme de la matrice de réflexion de la structure plane de référence, à laquelle s'ajoute un terme matriciel résonnant dû au couplage et découplage du mode par le réseau. Un résultat similaire est obtenu pour la transmission. Cette décomposition facilite la compréhension du comportement des réseaux résonnants en fonction de la polarisation. En particulier, dans le cas où un seul mode est excité, elle généralise l'approche utilisée dans le cas scalaire pour expliquer le profil de Fano des résonances de mode guidé.

3. VALIDATION

Nous avons appliqué la méthode à l'étude des réseaux à résonance de modes guidés, dans différentes configurations: réseau 1D ou 2D, excitation de un ou plusieurs modes, TE ou TM. Nous présentons sur la figure 1 la carte de réflexion en fonction de l'angle d'incidence polaire θ et la longueur d'onde λ dans le cas d'un réseau périodique selon deux directions éclairé selon une direction de périodicité. Cette configuration permet d'exciter 1 mode TE et 1 mode TM avec les deux états fondamentaux de polarisation s et p . Les figures (a) et (b) correspondent à la méthode approchée, et les figures (c) et (d) au calcul numérique rigoureux (Méthode Modale de Fourier). On observe que la méthode semi-analytique permet de bien représenter la structure de bande et les couplages de cette configuration.

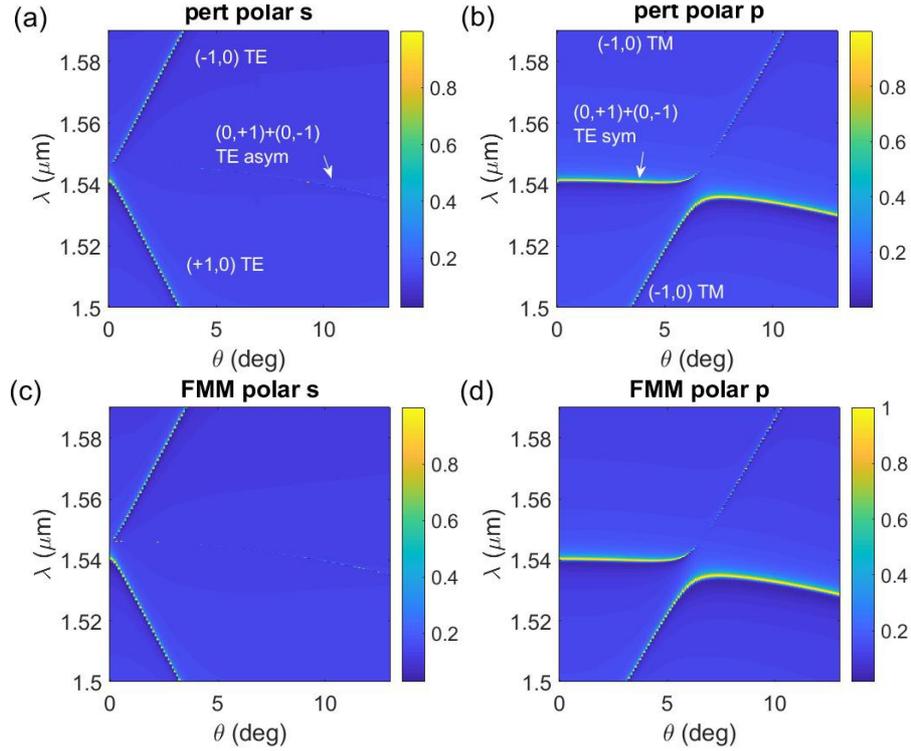


Figure 1 : Comparaison modèle approché (a,b) et calcul numérique (c,d) - Réflexion en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence. (a,c) polarisation s , (b,d) polarisation p .

CONCLUSION

Nous avons développé une méthode semi-analytique vectorielle permettant de calculer le champ diffracté par des réseaux à résonance de modes guidés. Les matrices de réflexion et de transmission se décomposent sous la forme d'un terme non résonnant et d'un terme résonnant, ce dernier s'exprimant en fonction d'intégrales traduisant le couplage des modes propres entre eux et avec les modes de l'espace libre. Cette méthode est relativement simple dans sa formulation, et permet d'envisager un domaine d'application plus vaste: résonances plasmoniques, réseaux profonds, structures sub-longueur d'onde longues et résonnantes [3].

RÉFÉRENCES

- [1] Evenor, I.; Grinvald, E.; Lenz, F. & Levit, S. "Analysis of light scattering off photonic crystal slabs in terms of Feshbach resonances" Eur. Phys. J. D., 2012, 66, 231-239
- [2] Morse, P. M. & Feshbach, H. Harnwell, G. P. (Ed.) "Methods of theoretical physics" McGraw-Hill, 1953
- [3] Buet, X.; Daran, E.; Belharet, D.; Lozes-Dupuy, F.; Monmayrant, A. & Gauthier-Lafaye, O., "High angular tolerance and reflectivity with narrow bandwidth cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter", Opt. Expr., 2012, 20, 9322-9327

MODES QUASI-NORMAUX DANS UNE APPROXIMATION AU MODEL DE DRUDE : POTENTIEL EFFECTIF ET TERME D'ABSORPTION

Lamis Al Sheikh ¹, José-Luis Jaramillo ¹

¹ Institut de Mathématiques de Bourgogne, UMR CNRS 5584, BP 47870, F-21078 Dijon cedex, France

lamis.al-sheikh@u-bourgogne.fr

RÉSUMÉ

Notre objectif est de traiter les modes quasi-normaux d'une cavité optique unidimensionnelle avec une permittivité (à l'intérieur) issue du modèle de Drude et d'explorer ses propriétés de complétude. Cette étude suit étroitement le travail de Leung et al. [1], qui utilise la fonction de Green comme ingrédient fondamental. En particulier, on développe la permittivité en puissances de l'inverse de la fréquence pour écrire le problème de diffusion dans une approximation valable dans la gamme visible, notamment en termes d'un potentiel effectif et un terme sous-dominant responsable de l'absorption. Dans ce contexte, la delta de Dirac peut être écrite en termes d'une somme quadratique des modes quasi-normaux, ce qui est compatible avec la complétude de ses modes ("over-complete" s'ils sont orthogonaux).

MOTS-CLEFS : Modes quasi-normaux, fonction de Green, complétude, modèle de Drude

1. INTRODUCTION

Les modes quasi-normaux correspondent aux solutions à l'équation d'onde sans source, avec des conditions aux bords sortantes. [2] Ici on cherche les modes quasi-normaux d'une cavité optique en dimension 1 avec une permittivité constante dans la cavité et une dépendance en fréquences ω comme dans le modèle de Drude. L'équation suivante décrit la fonction de Green dans les domaines de fréquences

$$\left[\varepsilon(\omega, x) \omega^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] G(\omega, x, x') = \delta(x - x'). \quad (1)$$

En gardant les deux premiers termes du développement limité de la permittivité dans l'inverse de la fréquence, on peut écrire

$$\varepsilon(\omega, x) = \varepsilon_\infty(x) - \frac{\omega_p^2(x)}{\omega^2} \left(1 - i \frac{\Gamma(x)}{\omega} \right). \quad (2)$$

de telle manière que l'Eq. (1) devient

$$\left[\alpha(\omega, x) \omega^2 - \omega_p^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] G(\omega, x, x') = \delta(x - x'), \quad (3)$$

où $\alpha(\omega, x) = (\varepsilon_\infty(x) + \frac{i\Gamma(x)\omega_p^2(x)}{\omega^3})$.

2. LA FONCTION DE GREEN

On peut construire la fonction de Green en utilisant deux solutions indépendantes pour l'équation homogène, qui correspondent à certaines conditions aux bords

$$\tilde{G}(\omega, x, x') = \begin{cases} \frac{f_-(\omega, x) f_+(\omega, x')}{W(\omega)}, & 0 < x < x' \\ \frac{f_-(\omega, x') f_+(\omega, x)}{W(\omega)}, & 0 < x' < x \end{cases} \quad (4)$$

ou le $W(\omega)$ est le Wronskian de f et g . Il faut que $f_-(\omega, x)$ vérifie des conditions aux bords sortantes du côté gauche, donc $f_-(\omega, x) = e^{i\omega x}$ pour $x \rightarrow -\infty$. De manière analogue, on doit satisfaire $f_+(\omega, x) = e^{-i\omega x}$ pour $x \rightarrow \infty$. Les fréquences des modes quasi-normaux satisfont $W(\omega) = 0$.

On considère la fonction de Green avec le temps donc, par transformation de Fourier

$$G(t, x, x') = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \tilde{G}(\omega, x, x') e^{i\omega t} . \quad (5)$$

En intégrant dans le plan complexe et en fermant le contour par un grand demi-cercle dans le demi-plan inférieur, on peut exprimer la dernière équation en termes de résidus de \tilde{G} aux zéros ω_j du Wronskian, où les résidus sont donnés par

$$R_j = \frac{f(\omega_j, x) f(\omega_j, x')}{\left. \frac{\partial W(\omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega_j}} . \quad (6)$$

Nous remarquons que les modes quasi-normaux f_j , associés aux fréquences ω_j , satisfont $f_- \propto f_+ \propto f_j$. Si on introduit un “produit intérieur” en termes de la dérivée du Wronskian, comme

$$\left. \frac{\partial W(\omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega_j} = \int_0^R \frac{\partial(\tilde{\alpha}\omega^2)}{\partial \omega} f_-(\omega_j, x) f_+(\omega_j, x) dx - i\omega_j f^2(\omega_j, R) = -2\omega_j \langle\langle f_j(x) | f_j(x) \rangle\rangle , \quad (7)$$

la fonction de Green s’écrit

$$G(t, x, x') = \sum_j e^{i\omega_j t} \frac{f_j(x) f_j(x')}{2\omega_j \langle\langle f_j(x) | f_j(x) \rangle\rangle} \quad (8)$$

3. L’EXPANSION DE L’IDENTITÉ

La fonction de Green dans le temps satisfait

$$[\alpha(t, x) * \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} - V(x)] G(t, x, x') = \delta(x - x') \delta(t) . \quad (9)$$

Si on intègre dans le temps $t = 0^-$ à $t = 0^+$, prenant en compte que $G(x, y; t) = 0$ for $t < 0$, on obtient

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\int_0^{\infty} \alpha(\tau, x) d\tau G(t - \tau, x, x') \right) dt = \delta(x - y) . \quad (10)$$

Après calcul, la delta de Dirac s’écrit comme

$$\delta(x - x') = \varepsilon_{\infty} \dot{G}(0, x, x') . \quad (11)$$

Utilisant Eq. (8) on obtient finalement

$$\frac{1}{2} \varepsilon_{\infty}(x) \sum_j \frac{f_j(x) f_j(x')}{\langle\langle f_j | f_j \rangle\rangle} = \delta(x - x') . \quad (12)$$

CONCLUSION

- Les modes quasi-normaux constituent en ensemble complet de fonctions pour les champ de diffusion.
- Si les modes sont orthogonaux (par rapport à un certain produit intérieur, en particulier par rapport au $\langle\langle \cdot, \cdot \rangle\rangle$) alors les modes sont linéairement indépendants. Sinon, en générale, les modes quasi-normaux sont “over-complete” et les coefficients d’expansion du champ de scattering ne sont pas uniques.
- L’approximation discutée est en particulier valable pour la gamme visible.

RÉFÉRENCES

- [1] P. T. Leung, S. Y. Liu, and K. Young, “Completeness and orthogonality of quasinormal modes in leaky optical cavities,” Phys. Rev. A 49, 3057 (1994).
- [2] P. Lalanne, W. Yan, K. Vynck, C. Sauvan, and J.-P. Hugonin, “Light interaction with photonic and plasmonic resonances”, ArXiv, 2017, <https://arxiv.org/abs/1705.02433>

MODES QUASI-NORMAUX DE RESONATEURS A MATERIAUX DISPERSIFS

Alexandre Gras, Wei Yan, Philippe Lalanne

LP2N Laboratoire Photonique, Numérique, et Nanosciences, 33400 Talence, France

RÉSUMÉ

Les nanorésonateurs optiques métalliques ont une place importante dans la manipulation des interactions matière-rayonnement à l'échelle nanométrique. Leur réponse spectrale et leur dynamique temporelle sont principalement entraînées par leurs résonances naturelles, aussi appelées modes quasi-normaux (QNMs), avec des fréquences complexes.

MOTS-CLEFS : *modes quasi-normaux, nanorésonateurs, résonance électromagnétique, matériaux dispersifs*

1. INTRODUCTION

Les résonances optiques jouent un rôle important dans les développements récents en nanophotonique, tels que les métamatériaux optiques, les circuits photoniques intégrés, et les pinces optiques et se retrouvent dans de nombreuses activités de la science comme l'informatique quantique.

La réponse spectrale des résonateurs optiques s'exprime principalement à travers les résonances naturelles, les modes quasi-normaux (QNMs) de ces derniers.

Les QNMs sont les solutions des équations de Maxwell sans sources :

$$\begin{cases} \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}_m(\mathbf{r}) = -i\mu(\mathbf{r}, \tilde{\omega}_m)\tilde{\omega}_m \tilde{\mathbf{H}}_m \\ \nabla \times \tilde{\mathbf{H}}_m = i\varepsilon(\mathbf{r}, \tilde{\omega}_m)\tilde{\omega}_m \tilde{\mathbf{E}}_m \end{cases} \quad (1)$$

où $\tilde{\omega}_m = \tilde{\Omega}_m + i\frac{\tilde{\Gamma}_m}{2}$ est la fréquence complexe du mode, où $\tilde{\Omega}_m$ est sa fréquence de résonance et la partie imaginaire $\tilde{\Gamma}_m$ son taux d'amortissement.

Le champ diffracté par le résonateur \mathbf{E}_s peut se décomposer dans la base des QNMs [1] :

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, \omega) = \sum_m \alpha_m(\omega) \tilde{\mathbf{E}}_m(\mathbf{r}) \quad (2)$$

Où α_m est le coefficient d'excitation modal du $m^{\text{ième}}$ mode, qui se calcule analytiquement.

2. CAS D'UN RESEAU METALLIQUE

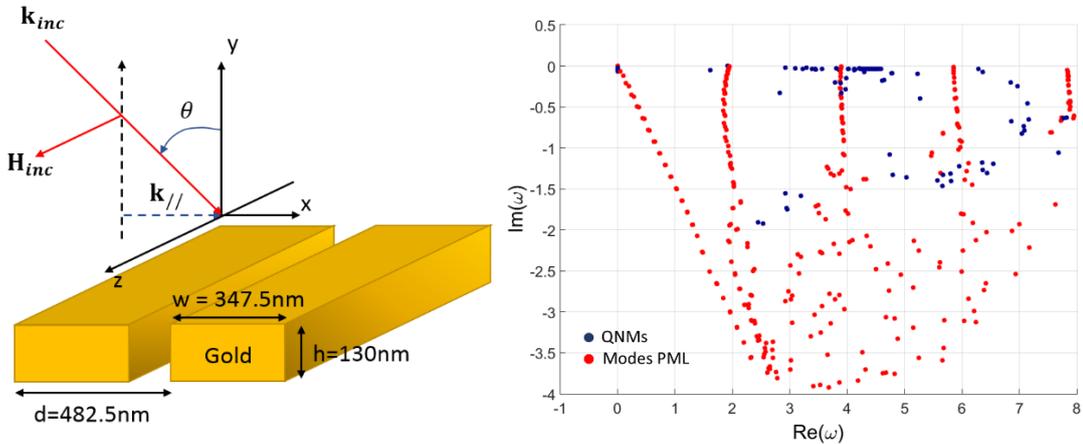


Fig. 1 : Schéma du réseau métallique(gauche) et la répartition des modes du réseau dans le plan complexe(droite).

Nous considérons le réseau métallique de la figure 1. La permittivité du métal est décrite avec un modèle de Drude-Lorentz : $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega}\right)$, où ω_p est la fréquence plasma, et γ le coefficient d'amortissement du pôle de Lorentz.

Après avoir modélisé la cellule unité du réseau dans COMSOL Multiphysics avec des couches PML (Perfectly Matched Layers) afin de simuler un système ouvert, nous utilisons un software qui utilise la méthode des champs auxiliaires [2] afin de calculer les modes propres du système. Nous arrivons à calculer les QNMs dans une certaine plage de fréquence. Nous calculons aussi un certain nombre de modes numériques due à la présence des PML et la discrétisation du modèle numérique, montrés dans la figure 1.

Après avoir calculé et normalisé ces modes propres, nous pouvons reconstruire le champ diffracté par le réseau suite à une excitation, avec la somme pondérée des modes PML et QNM décrite dans l'équation 2. Dans la figure 2, nous comparons la réflectance spéculaire calculée avec la méthode modale et une méthode éléments-finis de diffraction de COMSOL.

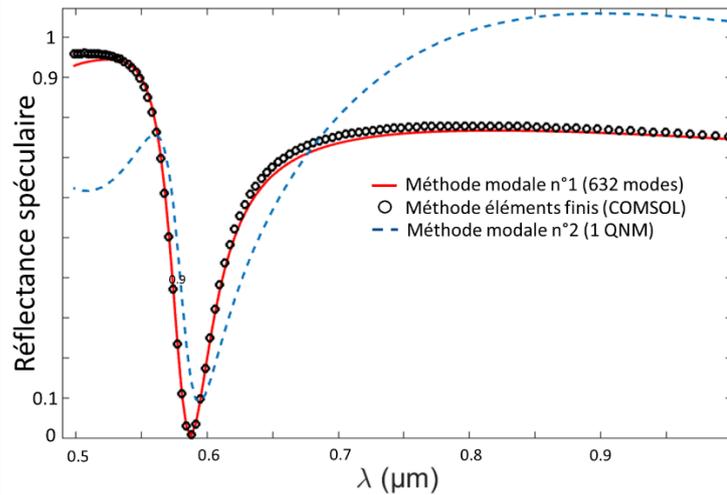


Fig. 2 : Réflexion spéculaire du réseau métallique calculée à partir de deux méthodes modales différentes utilisant un nombre différent de modes et une méthode éléments-finis utilisant entièrement COMSOL.

CONCLUSION

Dans ces travaux, nous avons présenté une méthode qui utilise les modes résonants d'un système. Le calcul de sa réponse spectrale a l'avantage de mettre en jeu directement les résonances physiques du système et de posséder un haut degré d'analyticité. En utilisant la méthode des champs auxiliaires et un software utilisant COMSOL, nous pouvons calculer les modes propres d'un composé métallique et reconstruire le champ diffracté par ce dernier. Ce travail est en partie motivé par un effort de benchmarking des solveurs QNM mené par l'ANR Résonance, dans lequel le réseau métallique de la figure 1 est étudié parmi d'autres structures.

REFERENCES

- [1] P. Lalanne, W. Yan, K. Vynck, C. Sauvan, and J.-P. Hugonin, "Light interaction with photonic and plasmonic resonances", (accepted Laser & Photonics review)
- [2] W. Yan, R. Faggiani, and P. Lalanne, "Rigorous modal analysis of plasmonic resonators", arxiv:1711.05011

NANOSTRUCTURES EN SEMICONDUCTEUR POUR LE FILTRAGE SPECTRAL

Clément Maës¹, Grégory Vincent¹, Riad Haïdar¹, Thierry Taliercio²

¹ ONERA, The French Aerospace Lab, 91123 Palaiseau Cedex, France

² Univ. Montpellier, CNRS, IES, UMR5214, F34090, Montpellier, France

clement.maes@onera.fr

RÉSUMÉ

Dans le contexte du filtrage spectral infrarouge (MWIR – LWIR), les composants nanostructurés proposent des architectures simples de filtres comme les GMR (pour *Guided-mode resonance*). Les GMR sont usuellement composés de matériaux métalliques ou diélectriques. La tendance actuelle est d'intégrer ces composants directement au niveau du pixel de détection mais au prix de nombreuses étapes de fabrication. Nous proposons une intégration monolithique en utilisant les mêmes matériaux : des semiconducteurs. Dans cet article, nous présentons la conception de filtres GMR réalisés en InAsSb et GaSb, qui sont les matériaux utilisés notamment pour les photodétecteurs à super-réseaux [1].

MOTS-CLEFS : *nanophotonique, semiconducteur, infrarouge, plasmonique*

1. ARCHITECTURE GMR

Les architectures de composants GMR se composent d'un guide d'onde, siège de la résonance, et d'un réseau permettant le couplage entre l'onde incidente et le mode guidé grâce aux ordres ± 1 diffractés par le guide dans la couche mince (Figure 1). De telles architectures présentent des fonctionnalités de filtrage passe-bande ou coupe-bande, selon les matériaux et les géométries.

Ces structures sont généralement composées intégralement de matériaux diélectriques où les facteurs de qualité sont élevés et les pertes faibles [2]. Dans la Réf. [3], les auteurs ont proposé l'utilisation d'un réseau métallique dans le but d'élargir la bande passante, mais l'utilisation d'un métal entraîne des pertes.

Lorsque nous souhaitons déposer ce type de composant sur un pixel de détection (ce qui permet la réalisation de « pixels colorés »), la technologie devient complexe. En effet, nous sommes alors dans l'obligation de réaliser un pixel de détection, puis de déposer le filtre.

2. GMR SEMICONDUCTEUR

Dans nos travaux, nous proposons d'utiliser des semiconducteurs pour simplifier le procédé de fabrication et permettre une intégration monolithique du filtre au détecteur. Nous considérons des photodétecteurs de la filière « super-réseau InAs/GaSb ». Le filtre doit donc être fait en matériaux III-V en (quasi-) accord de maille. Nous présentons la conception d'un filtre GMR où le réseau est fait d'InAsSb fortement dopé, tandis que le guide d'onde est fait de GaSb. Pour démontrer la fonction de filtre, nous considérons que le GMR est déposé sur substrat en GaAs (Figure 1). Nous définissons une géométrie de composant opérant dans l'infrarouge lointain (8 μm - 14 μm), là où l'InAsSb fortement dopé présente un comportement métallique. Le GaSb est quant à lui transparent dans le LWIR. Enfin, nous avons pris pour substrat le GaAs car il présente un indice de réfraction de 3,27, inférieur à celui du GaSb (3,7), ce qui est indispensable pour assurer le guidage de l'onde. En outre, bien que les paramètres de maille du GaSb et du GaAs soient très différents, le processus d'épitaxie nécessaire à la fabrication de notre composant peut être mené à bien car le GaSb se relaxe dès la première monocouche atomique déposée. Pour des applications centrées sur l'optique, ceci ne pose pas de problème.

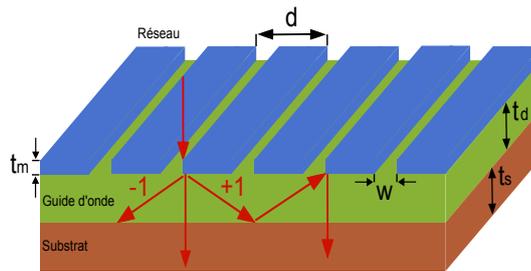


Fig. 1 : Exemple de filtre GMR semiconducteur.
 Le réseau d'InAsSb est dopé à $6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, le guide d'onde est en GaSb ($n=3,7$) et le substrat en GaAs ($n=3,27$). $d = 4 \text{ }\mu\text{m}$; $w = 1,2 \text{ }\mu\text{m}$; $t_m = 1,3 \text{ }\mu\text{m}$; $t_d = 2,8 \text{ }\mu\text{m}$ et $t_s = 2,8 \text{ }\mu\text{m}$.

En légende de la Figure 1, nous donnons les paramètres opto-géométriques du composant. Avec la Figure 2, nous montrons un calcul de spectre de transmission sous incidence normale, en polarisation transverse magnétique. Ce résultat théorique est obtenu en utilisant une méthode de calcul RCWA (pour *Rigorous coupled-wave analysis*) [4]. Nous observons une transmission résonante à $\lambda = 13,75 \text{ }\mu\text{m}$, avec une transmission maximale $T_{\text{max}} = 73,5 \%$. La permittivité de l'InAsSb a été modélisée par un modèle de Drude, où nous avons pris en compte une masse effective de $0,1434m_0$. Le fort dopage est à l'origine de cette masse effective élevée. Nous l'avons évaluée grâce à une mesure de réflectance, permettant d'accéder au mode de Brewster, effectuée sur un empilement InAsSb dopé – GaSb – GaAs non gravé [5]. Ce résultat montre qu'il est possible de réaliser un filtre spectral tout semiconducteur, avec des géométries compatibles aux moyens de lithographie UV.

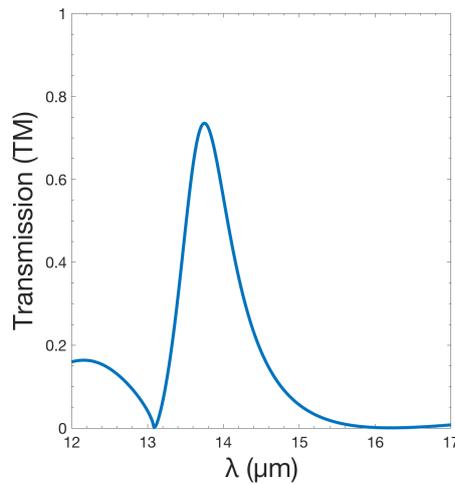


Fig. 2 : Transmission en polarisation TM sous incidence normale.

RÉFÉRENCE

- [1] J.B. Rodriguez, P. Christol, L. Cerutti, F. Chevrier, A. Joullié "MBE growth and characterization of type-II InAs/GaSb superlattices for mid-infrared detection", J. Crystal Growth Vol.274, pp. 6-13 (2005)
- [2] Anne-Laure Fehrembach and al., "High Q Polarization Independent Guided-Mode Resonance Filter With "Doubly Periodic" Etched Ta₂O₅ Bidimensional Grating", Journal of Lightwave Technology Vol. 28, Issue 14, pp. 2037-2044 (2010)
- [3] E. Sakat et al., "Guided mode resonance in subwavelength metallodielectric free-standing grating for bandpass filtering", Opt. Lett., vol. 36, n°16, pp 3054-3056 (2011)
- [4] J.P. Hugonin and P. Lalanne, "Reticolo software for grating analysis", Institut d'Optique, Orsay, France (2005)
- [5] T. Taliercio et al. "Brewster "mode" in highly doped semiconductor layers: an all-optical technique to monitor doping concentration.", Opt Express 2012; 22: 24294

OPTIMISATION ÉVOLUTIONNISTE MULTI-OBJECTIVE POUR NANOSTRUCTURES PHOTONIQUES À MULTIPLES RÉSONANCES

Peter R. Wiecha^{1,*}, Arnaud Arbouet¹, Christian Girard¹, Aurélie Lecestre²,
Guilhem Larrieu² and Vincent Paillard¹

¹ CEMES-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, UPS, Toulouse, France

² LAAS-CNRS, Université de Toulouse, CNRS, INP, Toulouse, France

*peter.wiecha@cemes.fr

Résumé

Le «design» des propriétés optiques par la géométrie d'une particule est l'une des grandes perspectives de la nanooptique. Habituellement, une certaine forme de référence est systématiquement étudiée. Cependant, cette approche est fortement limitée par le choix initial de la géométrie. Nous transformons donc la conception de nanostructures en problème d'optimisation. Nous définissons une propriété optique cible en fonction de plusieurs paramètres décrivant une géométrie de nanoparticules. Nous démontrons la technique sur l'optimisation des nanoparticules photoniques multi-résonnant à base de silicium.

Mots-clefs : *nanostructures photoniques, optimisation évolutionniste, modélisation électrodynamique*

1. Introduction

Les nanostructures photoniques sont des outils puissants pour contrôler la lumière à une échelle sous la longueur d'onde. Le «design» des propriétés optiques des nanostructures photoniques est généralement basée sur une forme de structure de référence. Le comportement optique cible est obtenu par une étude systématique de cette géométrie initiale. Cette approche peut cependant s'avérer assez limitée, en particulier si des propriétés optiques complexes sont souhaitées. Afin de concevoir des nanoparticules photoniques à double résonance, nous attaquons le problème de manière inverse : nous définissons mathématiquement une réponse optique et optimisons simultanément plusieurs objectives, en utilisant un algorithme d'optimisation couplé à des simulations électrodynamiques.

2. Optimisation évolutionniste

Malheureusement, de tels problèmes d'optimisation conduisent à des fonctions non-analytiques d'énormes espaces-paramètres, impossibles à résoudre par des algorithmes de maximisation classiques (comme la méthode de Newton). Les algorithmes d'optimisation évolutionniste, imitant le processus de sélection naturelle, constituent une approche possible à des problèmes complexes. De telles techniques ont été employées par exemple dans la conception de la forme en coupe transversale de nanofils infiniment longs pour régler leur résonance en champ lointain [1] ou dans la conception de structures planaires plasmoniques [2]. Les algorithmes évolutionnistes sont basés sur une population d'individus, chacun correspondant à un ensemble de paramètres décrivant, dans notre cas, la géométrie d'une nanostructure. Dans une étape ultérieure d'évaluation et de sélection, les candidats les plus aptes sont choisis pour la reproduction. Ensuite, les paramètres sont mélangés et «mutés» de manière aléatoire, comparables à l'ADN dans la nature, conduisant à une nouvelle génération d'individus. Ce cycle de reproduction est répété plusieurs fois, ce qui améliore de manière itérative le meilleur candidat au problème (voir fig. 1).

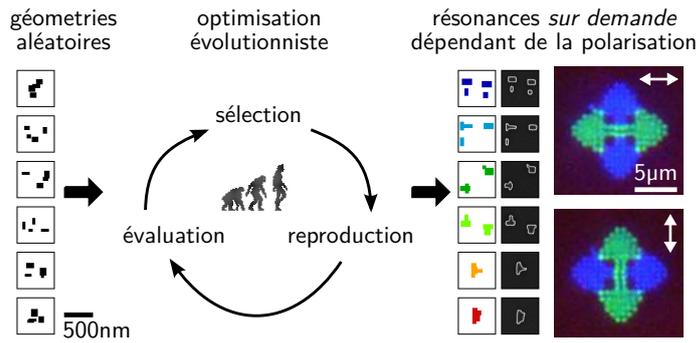


FIGURE 1 : Optimisation multi-objectif évolutionniste des nano-antennes de silicium. Les populations de géométries de particules, initialisées de manière aléatoire, sont élaborées numériquement pour concevoir des nanostructures multi-résonantes (structures sélectionnées montrées dans les petites boîtes, vue de dessus). Le résultat de l’optimisation est ensuite utilisé comme modèle pour la nanofabrication par lithographie par faisceau d’électrons sur substrat SOI (à droite : masque lithographique, MEB et images de microscopie à fond noir filtré en polarisation).

3. Conception de nanostructures photoniques à résonances multiples

Nous couplons un algorithme d’optimisation évolutionniste multi-objectif (EMO) à un solveur électro-dynamique qui utilise la méthode dyadique de Green (GDM) [3, 4]. Nous appliquons l’approche EMO sur les nano-structures de silicium, en recherchant des particules pour la couleur structurelle *i.e.* pour l’impression couleur sous la limite de diffraction [5]. Nous définissons deux longueurs d’onde différentes où nous recherchons obtenir des résonances pour deux polarisations croisées de la lumière incidente. Les géométries trouvées par EMO servent ensuite de modèle pour un masque photo-lithographique, utilisé pour la fabrication par lithographie par faisceau d’électrons. La figure 1 montre des images MEB de quelques nanoparticules optimisées ainsi que des images de microscopie à fond noir filtrées par polarisation d’une double flèche verte / bleue, composée de particules double-résonnantes, conçues par EMO [6].

Conclusion

En conclusion, EMO a un énorme potentiel pour de nombreuses applications en nano-optique. D’autres cibles d’optimisation prometteuses comprennent, entre autres, des structures de récupération de lumière pour le photovoltaïque ou pour la thermo-plasmonique ainsi que des structures pour des effets optiques non-linéaires tels que la génération d’harmoniques.

Références

- [1] P. Ginzburg *et al.*, “Resonances On-Demand for Plasmonic Nano-Particles,” *Nano Letters*, vol. 11, no. 6, pp. 2329–2333, Jun. 2011. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1021/nl200612f>
- [2] T. Feichtner *et al.*, “Evolutionary Optimization of Optical Antennas,” *Physical Review Letters*, vol. 109, no. 12, p. 127701, Sep. 2012. [Online]. Available : <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.109.127701>
- [3] C. Girard *et al.*, “Shaping and manipulation of light fields with bottom-up plasmonic structures,” *New Journal of Physics*, vol. 10, no. 10, p. 105016, Oct. 2008. [Online]. Available : <http://iopscience.iop.org/1367-2630/10/10/105016>
- [4] P. R. Wiecha, “pyGDM – A python toolkit for full-field electro-dynamical simulations and evolutionary optimization of nanostructures,” *arXiv :1802.04071*, Feb. 2018.
- [5] K. Kumar *et al.*, “Printing colour at the optical diffraction limit,” *Nature Nanotechnology*, vol. 7, no. 9, pp. 557–561, Sep. 2012. [Online]. Available : <http://www.nature.com/nnano/journal/v7/n9/full/nnano.2012.128.html>
- [6] P. R. Wiecha *et al.*, “Evolutionary multi-objective optimization of colour pixels based on dielectric nanoantennas,” *Nature Nanotechnology*, vol. 12, no. 2, pp. 163–169, Feb. 2017.

QUASI-ACCORD DE PHASE NON LINÉAIRE À L'AIDE DE MÉTASURFACES

Sébastien Héron¹, Bernhard Reineke², Stéphane Vézian¹, Benjamin Damilano¹, Thomas Zentgraf², Patrice Genevet¹

¹ Université Côte d'Azur, CNRS, CRHEA, rue Bernard Gregory, Sophia Antipolis, 06560 Valbonne, France

² Department of Physics, University of Paderborn, Warburger Strasse 100, D-33098 Paderborn, Germany

sebastien.heron@crhea.cnrs.fr, patrice.genevet@crhea.cnrs.fr

RÉSUMÉ

Le Quasi-Accord de Phase, processus d'optique non linéaire utilisé pour construire un signal à partir d'un faisceau de pompe de forte intensité, est généralement obtenu par inversion de polarité des domaines de cohérence. Nous montrons que cet effet est contrôlable de façon artificielle par l'implémentation de métasurfaces sur le trajet optique de la lumière propageant dans un guide d'onde. Ces éléments peuvent ajouter n'importe quel déphasage, pas seulement π , et peuvent être appliqués à des guides d'onde contenant des puits quantiques pour tirer bénéfice des transitions inter sous-bandes.

MOTS-CLEFS : *Quasi-Accord de Phase ; Métasurfaces ; Nanofabrication*

1. INTRODUCTION

Les métasurfaces connaissent un grand essor dans l'optique linéaire grâce à leur capacité à créer ou modifier un front d'onde arbitraire [1]. Une métasurface est un composant optique ultrafin composée d'éléments résonnants nanométriques disposés avec un espacement sub-longueur d'onde. Ceux-ci modifient localement la phase de la lumière incidente et l'ensemble produit le front d'onde désiré. Avec une telle capacité à agir sur la phase, les métasurfaces connaissent aussi un développement en optique non linéaire [2], où les problématiques d'accord de phase sont récurrentes pour les processus à plusieurs longueurs d'onde. Une solution au désaccord de phase est le Quasi-Accord de Phase, traditionnellement réalisé en inversant périodiquement la polarité du cristal guide d'onde non linéaire par application d'une tension. Cela revient à inverser le signe de la susceptibilité non linéaire $\chi^{(2)}$ après chaque longueur de cohérence L_{coh} pour éviter les interférences destructives entre les solutions verrouillée en phase, et libre de l'équation de Génération de Second Harmonique [3]. La méthode proposée ici consiste à distribuer périodiquement des métasurfaces le long d'un guide d'onde non linéaire de façon à remettre en phase l'onde de pompe et le faisceau propageant au second harmonique.

2. PRINCIPE THÉORIQUE ET FABRICATION

Avec cette nouvelle méthode d'accord de phase artificielle, on ne change pas le signe de $\chi^{(2)}$. À la place, on assure la remise en phase périodique des solutions homogène et particulière de l'équation de Génération de Second Harmonique au cours de la propagation dans le guide non linéaire (fig. 1(a)). Leur interférence mutuelle est à l'origine du terme d'amplitude $\mathcal{A} \sim \sin(\Delta k z) / \Delta k$, où \mathcal{A} est l'amplitude générée à la fréquence double, Δk le désaccord de phase et z la position dans le guide d'onde. Lorsque $z = \pi / \Delta k = L_{\text{coh}}$, l'amplitude est au sommet d'une portion de sinusoïde verte visible en fig. 1(b). L'interférence devient destructive à partir de ce point sur le reste de la période mais dépend en fréquence et en amplitude du désaccord de phase Δk , lui-même dépendant de la dispersion. L'augmentation de ce désaccord dans la partie descendante de la sinusoïde minimise la perte de signal pendant la remise en phase des deux ondes. Le rôle de la métasurface est donc de modifier localement la dispersion pour augmenter Δk , ce qui donne alors pour un grand nombre N de longueurs de cohérence : $\mathcal{A} \propto N \times \left(\frac{1}{\Delta k} - \frac{1}{\Delta k'} \right)$, où $\Delta k'$ est le désaccord de phase à la traversée de la métasurface par les ondes

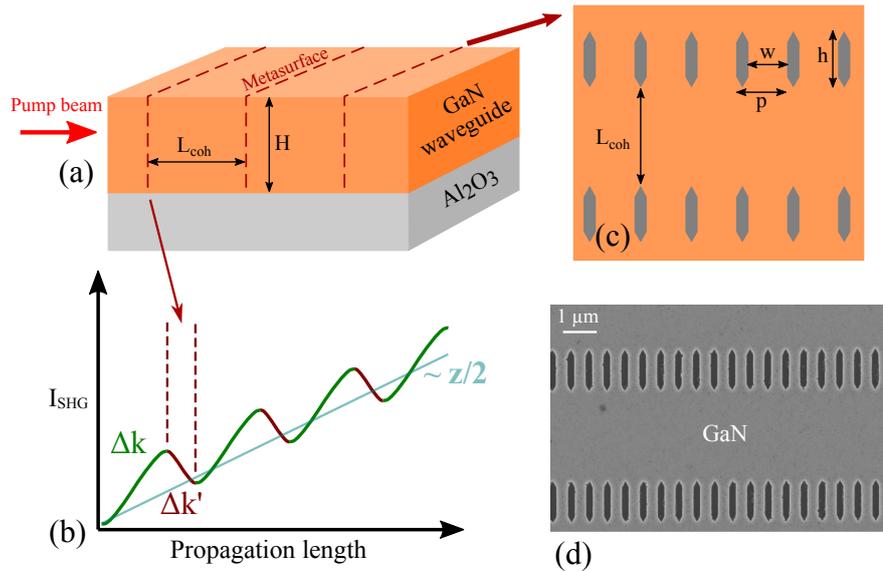


FIGURE 1 : (a) Schéma d'un guide d'onde en Nitrure de Gallium d'épaisseur H dans lequel ont été gravées des métasurfaces (en pointillés rouges) séparées par L_{coh} . (b) Évolution de l'intensité de second harmonique en fonction de la longueur du guide : en vert les parties non structurées caractérisées par un désaccord Δk , et en rouge les métasurfaces, caractérisées par un désaccord $\Delta k'$. (c) Vue du haut de 2 métasurfaces de période p et avec une largeur w et hauteur h pour les trous qui la composent. (d) Vue équivalente à (c) après gravure sèche au MEB.

lumineuses. Sa géométrie, donnée en fig. 1(c), est caractérisée par une période p , une largeur w et une hauteur h pour les trous. La longueur d'onde de pompe est fixée à $\lambda = 1266 \text{ nm}$ pour une longueur d'onde générée $\lambda/2 = 633 \text{ nm}$, avec les paramètres géométriques : $p = 520 \text{ nm}$, $w = 285 \text{ nm}$, $h = 1285 \text{ nm}$ et $L_{\text{coh}} = 26 \mu\text{m}$. La structure est réalisée à partir d'une couche épitaxiée de GaN sur substrat de saphir d'une épaisseur $H = 1000 \pm 50 \text{ nm}$. Une résine négative est ensuite enduite puis insolée en lithographie électronique de manière à dessiner les trous composant les métasurfaces après développement (fig. 1(c)). S'ensuit un dépôt de nickel et un lift-off qui définit à partir du masque de résine le masque de gravure sèche. Un plasma chloré creuse finalement les trous pour donner le résultat visible en fig. 1(d) au microscope à balayage électronique.

CONCLUSION

Les métasurfaces constituent une alternative à l'inversion de polarité pour la génération de faisceaux non linéaires en régime guidé. Cette technique permet de s'affranchir des problèmes technologiques liées à la création de domaines par application de tensions périodiques dans le cristal ou de croissances localisées. La méthode a l'avantage d'introduire un déphasage arbitraire qui n'est pas nécessairement π et peut être mise en oeuvre avec n'importe quel cristal non linéaire compatible avec le procédé de fabrication tel que le GaAs ou autres matériaux non linéaires artificiels à base de transitions inter sous-bandes.

- [1] P. Genevet, F. Capasso, F. Aieta, M. Khorasaninejad, and R. Devlin, "Recent advances in planar optics : from plasmonic to dielectric metasurfaces," *Optica*, vol. 4, no. 1, pp. 139–152, 2017.
- [2] C. Wang, Z. Li, M.-H. Kim, X. Xiong, X.-F. Ren, G.-C. Guo, N. Yu, and M. Lončar, "Metasurface-assisted phase-matching-free second harmonic generation in lithium niobate waveguides," *Nature communications*, vol. 8, no. 1, p. 2098, 2017.
- [3] N. Bloembergen and P. Pershan, "Light waves at the boundary of nonlinear media," *Physical Review*, vol. 128, no. 2, p. 606, 1962.

THÉORIE DE LORENZ-MIE EN TERMES DE CHAMPS AU POINT FOCAL COMPLEXE

Rodrigo Gutiérrez-Cuevas¹, Nicole J. Moore², Miguel A. Alonso^{1,3}

¹ *The Institute of Optics, University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA*

² *Department of Physics, Gonzaga University, Spokane, WA 99258, USA*

³ *Aix Marseille Université, Centrale Marseille, Institut Fresnel, UMR 7249, 13397 Marseille Cedex 20, France*

rgutier2@ur.rochester.edu

RÉSUMÉ

Un traitement analytique de la diffusion de Lorenz-Mie de champs hautement focalisés est présentée. En décrivant le champ incident en termes de bases constitués de champs au point focal complexe, nous pouvons étudier la diffusion et le piégeage optique des champs ayant des propriétés intéressantes (MAO, polarisation non-uniforme, ...).

MOTS-CLEFS : *diffusion de Lorenz-Mie ; optique singulière ; champs non-paraxial*

Originellement, la diffusion de Lorenz-Mie se réfère à la solution d'une onde plane incidente sur un diffuseur sphérique. Au cours des années, ce simple problème a été généralisé pour traiter des champs et particules diffusantes de forme arbitraire [1]. Le premier pas de cette généralisation c'est de calculer la décomposition multipolaire vectorielle du champ incident avec laquelle on peut satisfaire les conditions à la frontière. Cependant, depuis la réalisation qu'un gradient d'intensité peut contrebalancer les forces de diffusion et d'absorption, les champs d'intérêt sont hautement focalisés [2] ce qui nous met en dehors de la région de validité pour l'approximation paraxiale. En conséquence on doit considérer des solutions électromagnétiques à l'équation d'onde. Néanmoins, les méthodes habituelles pour décrire ces champs (comme une extension ad-hoc de faisceaux paraxiaux au régime électromagnétique ou la théorie de diffraction de Richards-Wolf) n'ont pas d'expressions analytiques simples.

Alternativement, on peut utiliser l'idée de champs au point focal complexe (PFC) [3, 4], où un déplacement complexe de la forme $z \rightarrow z - iq$ est introduit à la base multipolaire. Son effet peut être mieux apprécié dans l'espace de direction, où un champ est déterminé par son spectre d'onde planes. En utilisant la relation entre une translation et une modulation, le déplacement imaginaire introduit une exponentielle réelle de la forme $\exp(kq \cos \theta)$ qui pèse plus lourdement la direction positive le long de l'axe z . Ceci introduit un degré de focalisation contrôlable à travers le paramètre q .

Ici, on utilise les champs PFC avec un opérateur de polarisation \mathbf{V}_r pour construire des bases complètes ayant une structure similaire à celles des faisceaux Laguerre-Gauss (LG) et des polynômes gaussiens (PG) [5] [voir Fig. 1 (a) où on montre la distribution d'intensité d'un des éléments]. Celles-ci sont des solutions exactes aux équations de Maxwell et peuvent être écrites comme [6, 7],

$$\mathcal{L}_{n,m}^{(\text{II})}(\mathbf{r}; q) = \sum_{p=0}^n \alpha_{n,m}^{(p)}(q) \mathbf{V}_r^\dagger \Lambda_{|m|+p,m}[\mathbf{r} - iq\hat{\mathbf{z}}], \quad \mathcal{P}_{n,m}^{(\text{II})}(\mathbf{r}; q) = \sum_{p=0}^n \beta_{n,m}^{(p)}(q) \mathbf{V}_r \Lambda_{|m|,m}[\mathbf{r} - i(2p+1)q\hat{\mathbf{z}}] \quad (1)$$

avec leurs homologues orthogonaux obtenus en remplaçant \mathbf{V}_r par $\nabla \times \mathbf{V}_r / ik$. Ces champs fournissent non seulement des expressions analytiques simples pour la description de champs hautement focalisés, mais ils constituent une bonne approximation des champs obtenus par un objectif de microscope selon la théorie de Richards-Wolf. La Fig. 1(b) montre l'opérateur de polarisation dans l'espace de direction pour un champ incident de polarisation linéaire. En choisissant l'opérateur \mathbf{V}_r approprié, on peut considérer des polarisations circulaires, radiales et azimutales, ce qui nous permet de modéliser des champs avec plusieurs propriétés intéressantes [2].

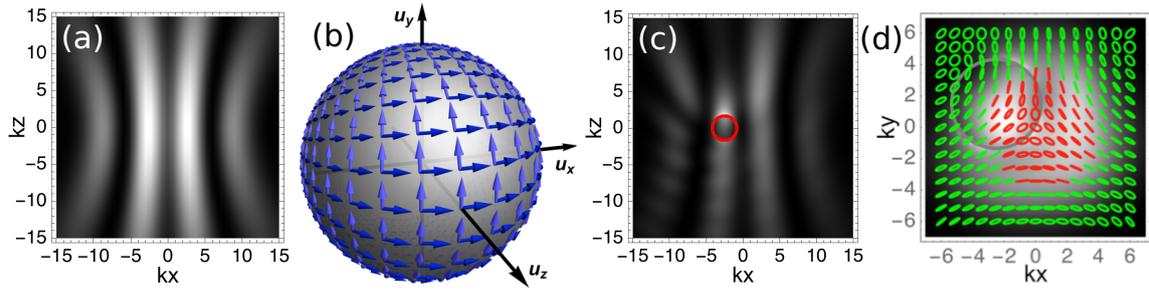


FIGURE 1 : (a) Profil d'intensité pour un élément de la base LG non-paraxiale. (b) Vecteurs de polarisation dans l'espace de direction pour les champs linéairement polarisés. (c) Le champ total obtenu par la diffusion de celui montré en (a) par une particule sphérique de rayon $kR = 3$ situé en $k\mathbf{r}_p = (-2, 2, 0)$. (d) Distribution d'intensité et de polarisation pour un champ full-Poincaré après dispersion.

Nous dérivons également une expression analytique pour les coefficients de l'expansion multipolaire suivante,

$$\mathbf{V}_r \Lambda_{l,m}(\mathbf{r} - \rho_0) = \sum_{L,M} \left[\eta_{L,M}^{(l,m)}(\rho_0) \Lambda_{L,M}^{(I)}(\mathbf{r}) + \xi_{L,M}^{(l,m)}(\rho_0) \Lambda_{L,M}^{(II)}(\mathbf{r}) \right] \quad (2)$$

où ρ_0 incorpore les décalages dans les espaces imaginaires (donnés par $\hat{\mathbf{z}}q$) et réels (donnés par \mathbf{r}_0). Ceci nous permet d'étudier le processus de diffusion quelle que soit la position relative entre le champ incident et la particule diffusante [voir la Fig. 1(c)], sans avoir besoin de recalculer les coefficients ou d'utiliser des formules de translation avec une précision limitée. De plus, en combinant des éléments des bases, on peut étudier la diffusion des champs avec des structures plus compliquées ainsi comme leurs possibilités pour le piégeage et manipulation généralisant ainsi les résultats présentés dans [8]. Dans la Fig. 1(d) on montre l'exemple d'un champ full-Poincaré [9] où on peut voir comment la singularité de polarisation survit au processus de diffusion. Cela peut être généraliser pour étudier les singularités de polarisation d'ordre supérieur et leur stabilité et dynamique de rupture due à la diffusion. Un autre type de champ qui peut être d'intérêt c'est les champs bouteille formé par un nul d'intensité entouré de lumière, qui sont utiles pour piéger les particules d'indice de réfraction inférieur.

RÉFÉRENCES

- [1] G. Gouesbet and J. A. Lock, "On the electromagnetic scattering of arbitrary shaped beams by arbitrary shaped particles : A review," *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, vol. 162, pp. 31–49, sep 2015.
- [2] K. Dholakia and T. Čižmár, "Shaping the future of manipulation," *Nat. Photonics*, vol. 5, no. 6, pp. 335–342, jun 2011.
- [3] M. V. Berry, "Evanescent and real waves in quantum billiards and Gaussian beams," *J. Phys. A : Math. Gen.*, vol. 27, no. 11, pp. L391–L398, jun 1994.
- [4] C. J. R. Sheppard and S. Saghaei, "Beam modes beyond the paraxial approximation : A scalar treatment," *Phys. Rev. A*, vol. 57, no. 4, pp. 2971–2979, apr 1998.
- [5] R. Gutiérrez-Cuevas and M. A. Alonso, "Polynomials of Gaussians and vortex-Gaussian beams as complete, transversely confined bases," *Opt. Lett.*, vol. 42, no. 11, p. 2205, jun 2017.
- [6] N. J. Moore and M. A. Alonso, "Closed-form bases for the description of monochromatic, strongly focused, electromagnetic fields," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 26, no. 10, p. 2211, sep 2009.
- [7] R. Gutiérrez-Cuevas and M. A. Alonso, "Scalar and electromagnetic nonparaxial bases composed as superpositions of simple vortex fields with complex foci," *Opt. Express*, vol. 25, no. 13, p. 14856, jun 2017.
- [8] N. J. Moore and M. A. Alonso, "Closed form formula for Mie scattering of nonparaxial analogues of Gaussian beams," *Opt. Express*, vol. 16, no. 8, p. 5926, apr 2008.
- [9] A. M. Beckley, T. G. Brown, and M. A. Alonso, "Full Poincaré beams," *Opt. Express*, vol. 18, no. 10, p. 10777, may 2010.