

EXALTATION D'EFFET MAGNÉTO-OPTIQUE AVEC UN RÉSEAU RÉSONANT DIÉLECTRIQUE À MODES GUIDÉS

Laure Bsawmaï¹, Damien Jamon¹, Emilie Gamet¹, Sophie Neveu², François Royer¹

¹ Université de Lyon, CNRS, UMR 5516, Laboratoire Hubert Curien, Université Jean-Monnet, F-42000 Saint-Etienne, France

² Sorbonne Universités, UPMC Université Paris 06, CNRS, Laboratoire PHENIX, Case 51, 4 place Jussieu, F-75005 Paris, France

laure.bsawmaï@univ-st-etienne.fr

RÉSUMÉ

Une augmentation significative de l'effet Kerr magnéto-optique longitudinal en transmission et pour des faibles angles d'incidence, est démontrée théoriquement et expérimentalement avec une structure résonante formée par un réseau de diffraction diélectrique déposé sur un guide d'onde magnéto-optique.

MOTS-CLEFS : *magnéto-optique, effet Faraday, effets Kerr, réseau résonnant à modes guidés.*

1. INTRODUCTION

La plupart des effets magnéto-optiques (MO) sont décrits par des rotations de polarisation d'une lumière qui se réfléchit (effets Kerr) ou traverse (effet Faraday) un matériau MO magnétisé [1]. Le caractère non-réciproque de ces effets est utilisé dans les isolateurs optiques, éléments importants dans les systèmes laser. Ces effets peuvent également être utilisés dans les capteurs de champ magnétique, le stockage MO des données et dans la modulation optique [1].

Des exaltations d'effets MO ont été démontrées par les structures magnéto-plasmoniques planaires [2] : combinaison d'un réseau de diffraction métallique avec un guide d'onde diélectrique (MO). Ces structures emploient des modes plasmoniques TM sensibles à l'aimantation du matériau MO [3] ou un couplage efficace entre ces modes et des modes diélectriques TE [2].

Une autre méthode pour augmenter les effets MO consiste à utiliser des structures résonantes à modes guidés entièrement diélectriques. Ces structures, basées sur la résonance d'un mode guidé [4], sont formées par la combinaison d'un réseau diélectrique servant à coupler une onde diffractée dans un guide d'onde MO. La condition du couplage est donnée par :

$$n_1 \sin \theta_{inc} + m \frac{\lambda_0}{\Lambda} = n_{eff} \quad (1)$$

où n_1 est l'indice de réfraction du milieu incident, θ_{inc} est l'angle d'incidence, m est l'ordre de diffraction, λ_0 est la longueur d'onde dans le vide de la lumière incidente, Λ est la période du réseau et n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé.

A la résonance, le déphasage entre les fronts d'onde de la lumière diffractée et transmise est de 180° , ce qui induit une chute en transmittance, et par conséquent un pic en réflectance [4].

Dans ce travail, une augmentation significative de l'effet MO longitudinal [1] en transmission est présentée pour de très faibles angles d'incidence avec une structure 1D entièrement diélectrique.

2. FABRICATION ET CARACTÉRISATION

La géométrie de notre structure est illustrée sur la Fig. 1a. Elle est constituée d'un réseau de résine photosensible (RP) déposé sur une couche de matériau MO composite. La structure est fabriquée ainsi : tout d'abord, une couche de composite MO d'épaisseur t_{MO} est déposée sur un substrat de verre par la méthode de trempage-retrait, puis traitée thermiquement à 90°C pendant une heure. Ensuite, le réseau RP

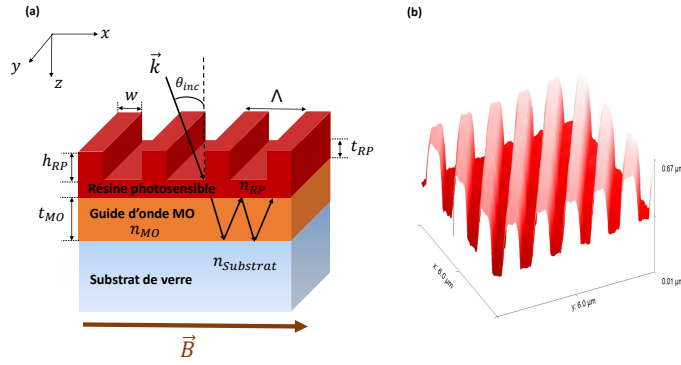


FIGURE 1 : (a) Schéma de la géométrie de la structure, des conditions d'incidence et de l'orientation du champ magnétique. Les paramètres géométriques de la structure sont : $t_{MO} = 460nm$, $t_{RP} = 130nm$, $h_{RP} = 300nm$, $w = 400nm$ and $\Lambda = 1000nm$. (b) Image 3D du profil du réseau de diffraction obtenue par des mesures AFM.

ayant une hauteur h_{RP} , une largeur w et une période Λ est photostructuré sur la couche MO grâce à un masque d'amplitude. Le composite MO est réalisé par une préparation sol-gel liquide d'orthosilicate de tétraéthyle ($C_8H_{20}O_4Si$), dopée par un ferrofluide contenant des nanoparticules (NPs) de ferrite de cobalt ($CoFe_2O_4$). Avec ce sol-gel, il est possible de déposer des couches uniformes et de bonnes qualités optiques sur des substrats à grande échelle et avec des faibles températures de recuit.

Les indices de réfraction du RP, de la couche MO et du substrat ont été mesurés par ellipsométrie : $n_{RP} = 1.59$, $n_{MO} = 1.64$ et $n_{Substrat} = 1.51$ pour une longueur d'onde $\lambda = 1550nm$. L'indice de réfraction du guide d'onde MO dépend de la fraction volumique (ϕ) des NPs de $CoFe_2O_4$ dans le sol-gel. Ici, la valeur donnée correspond à une concentration de $\phi = 26\%$. Les épaisseurs des couches ont été également mesurées par ellipsométrie, tandis que les paramètres géométriques du réseau ont été mesurés par microscopie à force atomique (AFM). La Fig.1b illustre le profil du réseau issu de ces mesures AFM. La rotation de la polarisation est mesurée à température ambiante avec un banc polarimétrique MO développé au laboratoire, dans lequel un laser accordable (1490–1630nm) est utilisé comme une source de lumière et un champ magnétique longitudinal \vec{B} (voir la Fig.1a) est appliqué. La transmittance est mesurée par un spectrophotomètre proche infrarouge. Les simulations sont réalisées avec un code RCWA, prenant en compte tout le tenseur de permittivité [6].

3. RÉSULTATS

Le champ magnétique \vec{B} est appliqué suivant la direction x en se référant à la Fig.1a (configuration longitudinale) et l'angle d'incidence θ_{inc} varie de 0° à 5° . La lumière incidente est polarisée TE (suivant la direction y) ou TM (suivant la direction x). Les simulations numériques et les mesures expérimentales de la transmittance et de la rotation de polarisation en transmission, pour une lumière incidente polarisée TE, sont tracées dans la Fig.2 pour les différents θ_{inc} . Comme le montre cette figure, la longueur d'onde de résonance augmente avec θ_{inc} , cette dépendance est vérifiée par Eq.1. La présence des pics opposés de rotation est liée aux résonances de transmittances des deux polarisations (TE et TM). On peut voir aussi sur la Fig.2b, que la rotation de polarisation atteint une valeur maximale de 1.1° et 0.83° pour les différents angle d'incidence sauf en incidence normale (pas de résonances MO). Tandis que, pour une couche MO ($t_{MO} = 460nm$) sans réseau diélectrique au-dessus, les effets MO sont nuls pour les différents angles d'incidence (voir figure en médaillon dans la Fig.2b). Par conséquent, de larges effets MO sont observés en incidences quasi-normales grâce à la structure résonante. L'avantage ici, c'est que les résonances MO coïncident avec une transmittance importante, supérieure à 60% pour les différents θ_{inc} . Le large effet MO qui augmente à 1.1° est lié à la superposition des résonances en transmittance des deux modes TE et TM. On peut constater un très bon accord entre les simulations et les mesures.

Les valeurs de rotations de polarisation trouvées dans ce travail sont plus importantes que celle obtenues

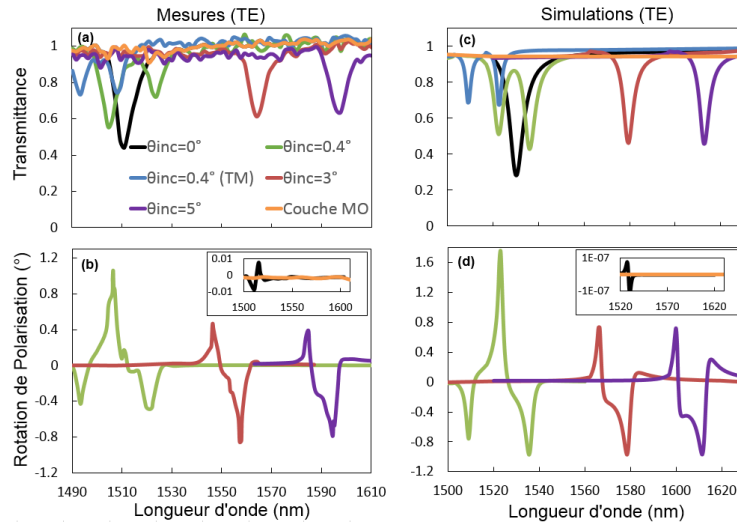


FIGURE 2 : Mesures (a) de la transmittance et (b) de la rotation de polarisation en transmission pour une lumière incidente polarisée TE, pour différents angles d'incidence en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente. Les données expérimentales sont en accord avec les simulations présentées dans (c), (d). Les courbes incrustées dans (b) et (d) représentent respectivement les rotations de polarisation mesurées et simulées, pour notre structure résonnante à l'incidence normale ($\theta_{inc} = 0^\circ$) et pour un film MO sans un réseau au-dessus.

nue par Chin et al.[2] avec une structure formée d'un réseau d'or 1D déposé sur un film de BIG. Ils ont démontré par les mesures expérimentales et les simulations, pour une lumière incidente polarisée TM, une valeur de 0.8° pour l'effet Faraday. Tandis que, Floess et al.[5] ont démontré théoriquement et expérimentalement, pour l'effet Faraday, des valeurs de 14° et 8° pour les polarisations TE et TM respectivement, avec une structure magnéto-plasmonique 1D formée par un réseau d'or incorporé dans une couche de EuS. Par contre, ces valeurs de rotations ont été mesurées à très basse température (20K), donc difficilement utilisable pour des applications.

CONCLUSION

Dans ce travail, une augmentation significative de l'effet MO longitudinal en transmission est démontrée par les mesures expérimentales et les simulations, pour de très faibles angles d'incidence avec une structure 1D tout diélectrique.

REMERCIEMENT

Les auteurs remercient l'ANR Photomagnet (ANR-16-CE09-0017) pour son financement.

RÉFÉRENCES

- [1] A. K. Zvezdin, and V. A. Kotov, "Modern magneto-optics and magneto-optical materials," *CRC Press*, 1997
- [2] J. Yao Chin, T. Steinle, T. Wehlus, and D. Dregely, "Nonreciprocal plasmonics enables giant enhancement of thin-film Faraday rotation," *Nature Communications*, vol. 4, p. 1599(6), 2013
- [3] L. Halagačka, M. Vanwolleghem, k. Postava, B. Dagens, and J. Pištora, "Coupled mode enhanced giant magnetoplasmonics transverse Kerr effect," *Opt. Express*, vol. 21, pp. 21741–21755, 2013
- [4] D. Rosenblatt, A. Sharon, and A. A. Friesem, "Resonant grating waveguide structures," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, pp. 2038–2059, 1997
- [5] D. Floess, M. Hentschel, T. Weiss, H. U. Habermeyer, J. Jiao, S. G. Tikhodeev, and H. Giessen, "Plasmonic analog of electromagnetically induced absorption leads to giant thin film Faraday rotation of 14° ," *Phys. Rev. X*, vol. 7, p. 021048(10), 2017
- [6] L. Li, "Reformulation of the fourier modal method for surface-relief gratings made with anisotropic materials," *Journal of Modern Optics*, vol. 45, pp. 1313–1334, 1998