GUIDES D'ONDE PLASMONIQUES NONLINÉAIRES DE TAILLE FINIE: NOUVELLES MÉTHODES DE RÉSOLUTION ET NOUVEAUX RÉSULTATS

W. Walasik[1,2], **G. Renversez**[1]

[1] *Aix–Marseille Université, CNRS, Ecole Centrale, Institut Fresnel, Marseille, France*
[2] *ICFO, Universitat Politècnica de Catalunya, Castelldefels, Espagne*

gilles.renversez@fresnel.fr

RÉSUMÉ

Nous avons conçu deux nouvelles méthodes de résolution permettant de déterminer les solutions stationnaires dans des guides d'onde plasmoniques nonlinéaires de taille finie. Dans ce travail, les structures considérées sont de type métal/diélectrique nonlinéaire/métal. La région nonlinéaire est de taille finie, et sa nonlinéarité est focalisante et de type Kerr. La première méthode permet d'obtenir des expressions analytiques pour les profils des champs et pour l'équation de dispersion nonlinéaire des solutions alors que la seconde plus numérique permet un traitement exact de la nonlinéarité Kerr. Ces deux modèles fournissent des résultats cohérents entre eux et en accord avec les résultats numériques disponibles dans la littérature. Avec ces deux méthodes, de nouveaux modes sont trouvés dans les structures symétriques, et la bifurcation avec la puissance de la solution symétrique en une solution asymétrique doublement dégénérée peut être décrite analytiquement. Les effets de taille finie sont aussi décrits ainsi que l'impact des permittivités des milieux composants la structure.

MOTS-CLEFS : *plasmonique nonlinéaire, méthodes en optique guidée, soliton spatial, effet Kerr, effet de taille finie, bifurcation, verre de chalcogénure, silicium amorphe hydrogéné*

1. INTRODUCTION

La plasmonique nonlinéaire est maintenant une branche florissante de la photonique [1]. Dans cette thématique, l'étude des ondes nonlinéaires combinant une partie plasmonique et une partie solitonique a débuté dès les années 80 [2]. Un net regain d'intérêt pour ces ondes a été récemment suscité par les travaux de la réf. [3]. En effet même si aucune observation expérimentale n'est encore venu confirmée leur existence [4], à moyen terme ces ondes nonlinéaires pourraient servir dans des applications de type coupleurs [5] ou comme générateur de plasmons sans faire appel au montage de type Raether-Krestchmann. Par ailleurs, du point de vue fabrication, des guides d'onde plasmoniques avec un cœur de quelques centaines de nanomètres de silicium ont déjà été fabriqués et caractérisés [6]. Ceci permet d'envisager sous peu la fabrication des dispositifs décrits dans cette étude avec par exemple des verres de chalcogénure ou du silicium amorphe hydrogéné [7].

2. MODÈLES

Le schéma de la structure étudiée est représenté en Fig. 1 : un cœur diélectrique nonlinéaire de largeur d est entouré de deux régions métalliques semi-infinies. Cette structure sera nommée guide plasmonique nonlinéaire (GPN). Nous limiterons notre étude aux solutions stationnaires. Notre premier modèle utilise une approche semi-analytique qui fournit des expressions analytiques fermées pour la relation de dispersion nonlinéaire et pour les profils des champs. Il est basé sur le fait que les équations de Maxwell pour les ondes de type transverse magnétique (TM) peuvent être réduites à une unique équation d'onde scalaire et nonlinéaire pour la composante non nulle du champs magnétique H_y, si on suppose que les modifications de la permittivité induite par la nonlinéarité sont petites et ne dépendent que de la composante transverse E_x du champ électrique [8]. Nous obtenons ensuite les solutions de cette équation en utilisant les fonctions spéciales elliptiques de Jacobi [9], ce modèle est nommé JEM. Puis, via l'application des relations de continuité des champs électromagnétiques aux interfaces, nous obtenons l'expression analytique de la relation de dispersion nonlinéaire faisant intervenir les fonctions spéciales elliptiques de Jacobi (comme dans le cas de la relation de dispersion classique d'une une fibre optique à saut d'indice où différentes fonctions de Bessel interviennent).

Notre second modèle est basé sur les résultats obtenues dans la réf. [10] pour une unique interface diélectrique nonliénaire/métal où la nonlinéarité tient compte à la fois des composantes transverses et longitudinale du champ électrique. Notre méthode nous permet alors d'obtenir une expression analytique pour les relations de dispersion nonlinéaire pour chacune de deux interfaces du GPN (voir Fig. 1). Ensuite, nous avons à intégrer numériquement un système de deux équations différentielles nonlinéaires couplées reliant E_z et E_x dans le cœur du GPN (à l'extérieur les solutions sont des exponentielles décroissantes). Pour finir, nous devons vérifier la cohérence des solutions obtenues avec les valeurs des champs définies par les contraintes analytiques issues des relations de dispersion. Ce modèle est nommé IM.

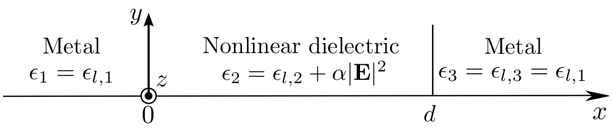


FIGURE 1 : Géométrie du guide d'onde plasmonique avec un cœur diélectrique nonlinéaire.

3. RÉSULTATS

Les courbes de dispersion calculées avec nos deux modèles, pour un GPN symétrique, pour des solutions symétriques, antisymétriques et asymétriques sont données en figure 2. La quantité utilisée en abscisse $\langle \Delta n \rangle$ est la moyenne spatiale de la modification de l'indice de réfraction induite par la nonlinéarité sur la totalité du cœur du guide. Dans la région où $\langle \Delta n \rangle < 0.1$, nous trouvons un bon accord quantitatif entre les deux modèles. Pour des valeurs de $\langle \Delta n \rangle$ au-dessus de 0.1 les deux modèles prédisent qualitativement le même type de comportement mais avec des différences quantitatives. Ces différences proviennent des traitements distincts de la nonlinéarité. Dans les deux cas, nous observons de nouveaux modes (voir les étiquettes D,E,F, G en Fig. 2 par exemple). Les figures 3(a-b) montrent les profils de

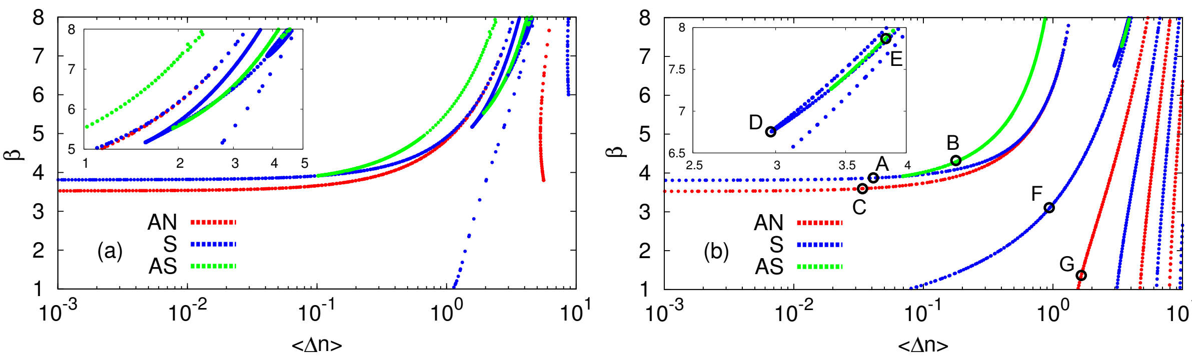
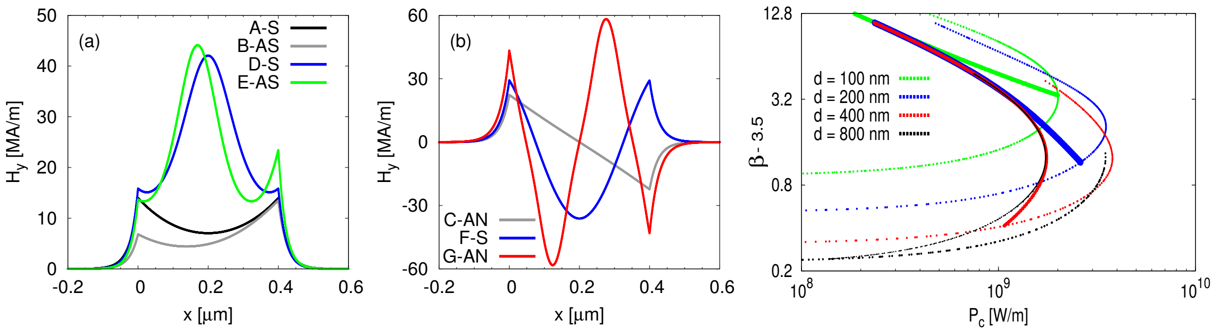


FIGURE 2 : Courbes de dispersion des premiers modes symétriques (S — bleue), antisymétriques (AN — rouge), et asymétrique (AS — verte) pour le GPN symétrique avec les modèles JEM (a) et IM (b) en fonction de $\langle \Delta n \rangle$. Les insertions montrent un zoom des régions où la bifurcation des premiers modes symétriques d'ordre supérieur se produit. Les paramètres sont $d = 0.4\,\mu$m, $\varepsilon_{l,2} = 3.46^2$ ($n_2 = 2 \cdot 10^{-17}$ m^2/W) silicium amorphe hydrogéné entre deux régions en or $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = -90$ pour $\lambda = 1.55\ \mu$m. Les pertes dans le métal sont négligées.

la composante H_y du champ magnétique pour les premiers modes avec ou sans noeuds. La figure 3(c) montre les courbes de dispersion du premier mode asymétrique (cf. point B de la Fig. 3(b)) calculées avec le modèle IM pour différentes taille du cœur d en fonction de la puissance localisée dans le cœur P_c. Du fait du caractère semi-analytiques de nos méthodes, nous pouvons obtenir une description analytique du comportement après la bifurcation des courbes de dispersion en fonction de d et de P_c. Du fait de la souplesse de nos outils, nous pouvons aussi étudier le comportement du GPN (y compris l'évolution des bifurcations) en fonction de la permittivité des matériaux le composant. Nous avons ainsi pu obtenir des effets purement nonlinéaires à des basses puissances compatibles avec des matériaux diélectriques comme les verres de chalcogénures ou le silicium amorphe hydrogéné [7] ce qui représente une avancée vers la mise en évidence expérimentale des plasmon-solitons.



(a) sans noeud aux points indiqués (A, B, D, et E) en Fig. 2(b).

(b) avec noeuds aux points indiqués (C, F, et G) en Fig. 2(b).

(c) courbes de dispersion du premier mode asymétrique

FIGURE 3 : 2 figures de gauche : composante du champ magnétique pour les premiers modes. Figure de droite : courbes de dispersion du premier mode asymétrique pour différentes taille du cœur d en fonction de la puissance localisée dans le cœur P_c. Pour chaque épaisseur, seul le premier mode symétrique (courbe fine) et le mode asymétrique (courbe épaisse sauf la noire) sont montrés. Les autres paramètres sont les mêmes que dans la Fig. 2.

RÉFÉRENCES

[1] M. Kauranen and A. Y. V. Zayats, "Nonlinear plasmonics," *Nature Photon.*, vol. 6, pp. 737–748, 2012.

[2] J. Ariyasu, C. T. Seaton, G. I. Stegeman, A. A. Maradudin, and R. F. Wallis, "Nonlinear surface polaritons guided by metal films," *J. Appl. Phys.*, vol. 58, no. 7, pp. 2460–2466, 1985. D. Mihalache, M. Bertolotti, and C. Sibilia, "Nonlinear wave propagation in planar structures," in *Progress in Optics*, E. Wolf, Ed. Elsevier, Amsterdam, 1989, vol. XXVII, pp. 229–313.

[3] E. Feigenbaum and M. Orenstein, "Plasmon-soliton," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 6, pp. 674–676, 2007.

[4] W. Walasik, V. Nazabal, M. Chauvet, Y. Kartashov, and G. Renversez, "Low-power plasmon–soliton in realistic nonlinear planar structures," *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 22, pp. 4579–4581, 2012.

[5] J. R. Salgueiro and Y. S. Kivshar, "Nonlinear plasmonic directional couplers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 8, p. 081106, 2010.

[6] Z. Han, A. Y. Elezzabi, and V. Van, "Experimental realization of subwavelength plasmonic slot waveguides on a silicon platform," *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 4, pp. 502–504, 2010. A. Emboras, R. M. Briggs, A. Najar, S. Nambiar, C. Delacour, P. Grosse, E. Augendre, J. M. Fedeli, B. de Salvo, H. A. Atwater, and R. Espiau de Lamaestre, "Efficient coupler between silicon photonic and metal-insulator-silicon-metal plasmonic waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, p. 251117, 2012.

[7] M. Olivier, J. Tchahame, P. Němec, M. Chauvet, V. Besse, C. Cassagne, G. Boudebs, G. Renversez, R. Boidin, E. Baudet, and V. Nazabal, "Structure, nonlinear properties, and photosensitivity of (GeSe2)100-x(Sb2Se3)x glasses," *Opt. Mater. Express*, vol. 4, no. 3, pp. 525–540, Mar 2014. J. Matres, G. C. Ballesteros, P. Gautier, J.-M. Fédéli, J. Martí, and C. J. Oton, "High nonlinear figure-of-merit amorphous silicon waveguides," *Opt. Express*, vol. 21, no. 4, pp. 3932–3940, 2012.

[8] W. Walasik, G. Renversez, and Y. V. Kartashov, "Stationary plasmon-soliton waves in metal-dielectric nonlinear planar structures : modeling and properties," *Phys. Rev. A*, vol. 89, no. 2, p. 023816, 2014.

[9] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions With Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. Dover, New York, 1964.

[10] D. Mihalache, G. I. Stegeman, C. T. Seaton, E. M. Wright, R. Zanoni, A. D. Boardman, and T. Twardowski, "Exact dispersion relations for transverse magnetic polarized guided waves at a nonlinear interface," *Opt. Lett.*, vol. 12, no. 3, pp. 187–189, 1987.