

Etude de l'effet Kerr évanescent dans une nanofibre de silice immergée dans un liquide hautement non linéaire

Gil Fanjoux, Jean-Charles Beugnot, et Thibaut Sylvestre

Institut FEMTO-ST, UMR 6174 CNRS – Université Bourgogne Franche-Comté, 25030 Besançon

gil.fanjoux@univ-fcomte.fr

RÉSUMÉ

Nous étudions théoriquement la contribution à l'effet Kerr optique du champ évanescent d'une nanofibre optique de silice par rapport à la contribution de la silice du cœur en fonction de son diamètre et du milieu liquide hautement non linéaire environnant.

MOTS-CLEFS : *micro et nanofibres ; effet Kerr évanescent ; liquides non linéaires*

1. INTRODUCTION

Les nanofibres optiques sont des fibres optiques chauffées et effilées atteignant des diamètres submicroniques. Ces fils très fins de silice ont récemment prouvé leur grand intérêt pour l'optique non linéaire du fait d'un très fort confinement du champ optique permettant d'exacerber les effets non linéaires, ainsi qu'un champ évanescent important permettant d'interagir avec le milieu environnant [1,2]. Ces propriétés inédites permettent notamment de générer des supercontinua sur des longueurs très courtes [3], piéger des atomes dans le champ évanescent [4], générer des composantes spectrales par effet Raman évanescent [5], ou être utilisé comme capteur chimique ou biologique [6].

Ce travail présente l'étude théorique de l'effet Kerr optique induit par le champ évanescent d'une nanofibre de silice plongée dans un liquide présentant un fort coefficient Kerr. Nous démontrons ainsi que la contribution à l'effet Kerr de la gaine liquide correspondant à de l'acétone est supérieure à celle du cœur pour des diamètres de la fibre optique inférieurs à 550 nm.

2. RESULTATS THEORIQUES

L'effet Kerr dans un guide d'onde non linéaire est caractérisé par le paramètre $\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}$, avec n_2 le coefficient Kerr caractéristique du milieu non linéaire correspondant à la partie guidante, A_{eff} l'aire effective du mode se propageant dans le guide, et λ la longueur d'onde du champ se propageant dans le guide. Dans le cas d'une nanofibre, le champ évanescent du mode, qui interagit avec le milieu extérieur, devient non négligeable par rapport au champ se propageant dans le cœur. Afin de prendre en compte cette contribution, le paramètre non linéaire effectif γ_{eff} pour un mode devient [7] :

$$\gamma_{eff} = \frac{2\pi \iint_{-\infty}^{+\infty} n_2(x, y) |E(x, y)|^4 dx dy}{\lambda \left(\iint_{-\infty}^{+\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \right)^2} \quad (1)$$

avec $E(x, y)$ l'amplitude du champ électrique du mode se propageant dans le guide. Les milieux correspondant au cœur et à la gaine de la nanofibre présentant des coefficients Kerr $n_{2,co}$ et $n_{2,ga}$ différents, les contributions spatiales du cœur γ_{co} et de la gaine γ_{ga} de la nanofibre peuvent alors être séparées. L'équation précédente devient ainsi :

$$\gamma_{eff} = \frac{2\pi n_{2,co}}{\lambda} \frac{\iint_{co} |E(x, y)|^4 dx dy}{\left(\iint_{-\infty}^{+\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \right)^2} + \frac{2\pi n_{2,ga}}{\lambda} \frac{\iint_{ga} |E(x, y)|^4 dx dy}{\left(\iint_{-\infty}^{+\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \right)^2} = \gamma_{co} + \gamma_{ga} \quad (2)$$

Cette relation simple permet de calculer les contributions du cœur et de la gaine au paramètre γ_{eff} . Le système optique étudié est représenté schématiquement sur la figure 1(a). Nous considérons une fibre optique de silice à géométrie cylindrique et de diamètre sub-micronique et dont la gaine est un

liquide non linéaire. Des simulations numériques par la méthode des éléments finis (COMSOL) ont tout d'abord permis de calculer le champ électrique $E(x,y)$ du mode fondamental de la nanofibre pour différents diamètres d de la nanofibre ($d: 0,3 \rightarrow 0,8 \mu\text{m}$) et différents milieux extérieurs (air, eau, éthanol, acétone). A partir de ce champ électrique, nous avons modélisé le coefficient Kerr effectif γ_{eff} (Fig.1(b)), l'aire effective du mode fondamental A_{eff} (Fig.1(c)), la fraction f du champ évanescent (Fig.1(d)), les contributions au paramètre Kerr du cœur silice γ_{co} (fig.1(e)) et de la gaine γ_{ga} (Fig.1(f)). Afin de quantifier la proportion de contribution de la gaine au paramètre Kerr effectif, la figure 1(g) représente le rapport γ_{ga}/γ_{eff} . Le tableau 1 rassemble les indices de réfraction n_0 ainsi que les coefficients Kerr n_2 des différents milieux utilisés dans nos calculs, et pour $\lambda = 532 \text{ nm}$.

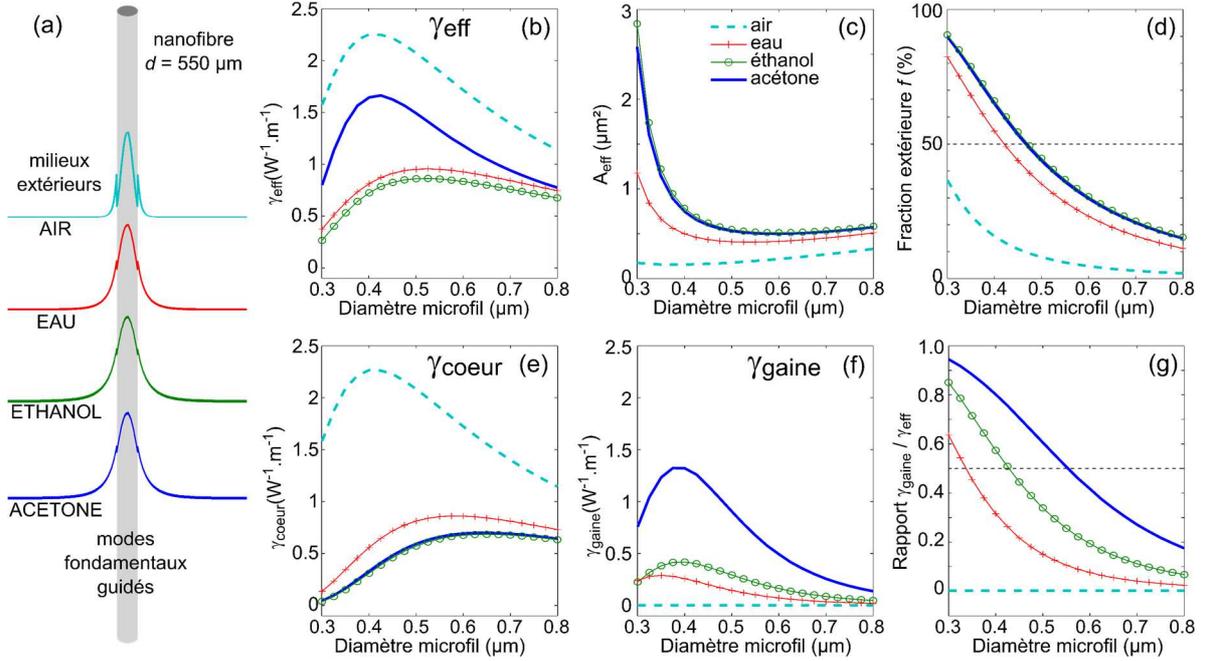


Figure 1 : (a) exemple de nanofibre avec coupes normalisées des modes fondamentaux pour une nanofibre de 550 nm de diamètre et pour différents milieux extérieurs. Evolution en fonction du diamètre de la nanofibre et du milieu extérieur (b) de l'aire effective du mode fondamental, (c) de la fraction du champ extérieur à la nanofibre, (d) du paramètre γ_{eff} , (e) du paramètre γ_{co} , (f) du paramètre γ_{ga} , et (g) du rapport γ_{ga}/γ_{eff} .

Tableau 1 : indices de réfraction n_0 et coefficients non linéaires Kerr n_2 pour différents milieux à 532 nm [8].

	silice	air	eau	éthanol	acétone
n_0	1.4607	1	1.3337	1.3637	1.3614
$n_2 \text{ (m}^2 \cdot \text{W}^{-1}\text{)}$	$3,2 \cdot 10^{-20}$	0	$4,1 \cdot 10^{-20}$	$7,7 \cdot 10^{-20}$	$24 \cdot 10^{-20}$

L'éthanol et l'acétone permettent de comparer deux liquides d'indice de réfraction (donc d'aire effective modale) très proche, mais avec des coefficients Kerr différents. L'eau et l'éthanol permettent de comparer deux liquides d'indices de réfraction et de coefficients non linéaires Kerr différents.

Tout d'abord, il est clair sur la figure 1(b) que le paramètre Kerr γ_{eff} reste maximal pour une nanofibre dans l'air, même comparé à une nanofibre plongée dans l'acétone à fort coefficient Kerr. Ceci provient du fait que l'aire effective du mode fondamental pour une nanofibre dans l'air reste la plus faible pour tout diamètre de nanofibre (fig. 1(c)) en raison du saut d'indice cœur/gaine le plus élevé, permettant ainsi un confinement du champ plus important, comme l'atteste la fraction extérieure du champ (fig. 1(d)). Ainsi, le champ étant plus fort, l'effet Kerr est plus important, même si la contribution du champ évanescent à l'effet Kerr est nulle (fig. 1(f)). Le paramètre γ_{eff} passe par une valeur maximale de $2,1 \cdot \text{W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ pour $d = 0,41 \mu\text{m}$, avec approximativement une aire

effective minimale. A noter que pour une nanofibre plongée dans un liquide, cette relation entre γ_{eff} et l'aire effective n'est plus valide. Néanmoins, elle reste vraie pour la contribution du cœur γ_{co} à l'effet Kerr (Fig.1(c) et 1(e)).

Même si le γ_{eff} est plus faible pour une nanofibre plongée dans un liquide, la contribution du champ évanescent à l'effet Kerr peut être comparable voire supérieure à celle provenant du cœur silice de la nanofibre, comme l'attestent les figures 1(e-g). On remarque clairement que pour l'acétone, le paramètre γ_{ga} passe par un maximum égal à $\gamma_{ga} = 1,3 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ pour un diamètre de $0,39 \mu\text{m}$, avec une contribution du cœur de $\gamma_{co} = 0,3 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. Le paramètre Kerr résultant $\gamma_{eff} = 1,6 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ est donc à plus de 80% d'origine évanescente. A noter que cette valeur maximale n'est pas corrélée à l'aire effective du mode dont le minimum est obtenu pour un diamètre de nanofibre de $d = 0.6 \mu\text{m}$. La relation $\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}$ n'est donc plus valide pour une nanofibre immergée dans un liquide lorsque la partie évanescente du champ devient importante.

La comparaison de l'éthanol et l'acétone est assez simple. L'aire effective de leur mode fondamental étant identique (fig. 1(c)), la contribution γ_{co} est donc identique pour les deux liquides (fig. 1(e)). De plus, comme le coefficient Kerr n_2 de l'acétone est supérieur à celui de l'éthanol, la contribution γ_{ga} est clairement supérieure pour l'acétone, induisant ainsi un paramètre γ_{eff} plus fort. Concernant la comparaison de l'eau avec l'éthanol, l'eau présente un paramètre Kerr γ_{eff} supérieur à celui de l'éthanol, alors que son coefficient Kerr est plus faible. Ceci provient du fait que l'eau possède un indice de réfraction plus faible, induisant un confinement plus fort du mode dans le cœur, là où son intensité est la plus forte. Ainsi, la contribution γ_{ga} pour l'eau est plus faible et γ_{co} plus élevée par rapport à l'éthanol, induisant un paramètre γ_{eff} plus fort.

Il est intéressant de noter que l'évolution de la contribution du champ évanescent à l'effet Kerr (Fig.1(f)) n'est pas identique à celle de la fraction extérieure du champ (Fig.1(c)). Ceci provient du fait que l'effet Kerr est proportionnel à l'intensité du champ et non à son étendue spatiale. Ainsi, le rapport γ_{ga}/γ_{eff} atteint 50% pour un diamètre de nanofibre égal à $d = 0,55 \mu\text{m}$, alors que la fraction extérieure du champ n'est que de 39%.

CONCLUSION

Nous avons démontré théoriquement que la contribution à l'effet Kerr optique du champ évanescent d'une nanofibre en silice peut devenir prépondérante lorsque celle-ci est immergée dans un liquide hautement non linéaire comme l'acétone. En résumé, le coefficient Kerr effectif contient deux contributions : la contribution du cœur silice qui dépend du diamètre de la nanofibre et suit approximativement l'inverse de l'aire effective, et la contribution de la gaine via la partie évanescente du champ qui dépend du diamètre de la nanofibre et des propriétés non linéaires du milieu extérieur. Les effets Raman et Kerr évanescents permettent d'imaginer des expériences pour lesquelles le champ se propageant dans une nanofibre optique interagit essentiellement avec le milieu extérieur sans contribution majeure de la nanofibre.

Les auteurs remercient le projet ANR FunFilm ANR-16-CE24-0010.

REFERENCES

- [1] M. A. Foster, A. C. Turner, M. Lipson, and A. L. Gaeta, *Opt. Express*, vol 16, pp 1300–1320, 2008.
- [2] G. Brambilla, *J. Opt.*, vol 12, 043001, 2010.
- [3] T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell, *Opt. Lett.*, vol 25, pp 1415-1417, 2000.
- [4] M. J. Morrissey, K. Deasy, M. Frawley, R. Kumar, E. Prel, L. Russell, V. G. Truong, & S. N. Chormaic, *Sensors*, vol 13, pp10449-10481, 2013.
- [5] Liye Shan, Gilles Pauliat, Guillaume Vienne, Limin Tong, & Sylvie Lebrun, *Appl. Phys. Letters*, vol 102, 201110, 2013.
- [6] W. Talataisong, R. Ismael, & G. Brambilla, *Sensors*, vol 18, pp 461, 2018.
- [7] M. Chemnitz *et al.*, *Nat. Commun.*, vol 8, 42, 2017.
- [8] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press 3rd Ed., 2008.