

# Les solitons optiques spatiaux vectoriels dans les milieux à non linéarité Kerr

Gil Fanjoux, Michaël Delqué, Jérémy Michaud, Hervé Maillotte & Thibaut Sylvestre

Institut FEMTO-ST / Laboratoire d'Optique PM Duffieux  
UMR CNRS — Université de Franche-Comté n°6174 / route de Gray 25030 Besancon Cedex  
[gil.fanjoux@univ-fcomte.fr](mailto:gil.fanjoux@univ-fcomte.fr)

**Résumé.** Nous présentons des résultats expérimentaux et numériques sur la propagation de solitons vectoriels dans un guide plan à non linéarité Kerr. La dynamique de ces solitons est basée sur le piégeage mutuel des différentes composantes (fréquentielles ou de polarisation) qui constituent ces nouvelles espèces de solitons.

**Abstract.** We present experimental and numerical results of multicomponent vector solitons in a planar waveguide with Kerr nonlinearity. We show that the dynamics of these composite solitons is based on the mutual trapping of their different components (frequencies or of polarization).

## 1 Introduction

Lorsqu'on prend en considération la nature vectorielle des phénomènes physiques non linéaires, leur dynamique amène à une diversité de nouveaux comportements riches et variés. A titre d'exemple, dans le contexte de l'optique, de nombreux effets non linéaires vectoriels ont été ainsi prédits puis observés tels que l'existence de nouvelles solutions stationnaires (e.g., soliton vectoriel, vortex), de nouvelles instabilités de modulation ou de polarisation, ou encore de brisure de symétrie [1]. D'une manière générale, les solitons vectoriels diffèrent des solitons scalaires par leur nature multi-composantes (couleurs ou polarisations) qui interagissent entre elles et se guident mutuellement dans le milieu non linéaire pour former une solution stationnaire [1]. La dynamique de ces solitons composites est généralement décrite par un système d'équations non linéaires de Schrödinger, couplées soit de façon incohérente (modulation de phase croisée XPM), soit cohérente (mélange à quatre ondes FWM).

Nous présentons ici des résultats expérimentaux et théoriques concernant deux nouveaux exemples de la famille des solitons spatiaux vectoriels dans les milieux Kerr en configuration guidée planaire (1+1D).

## 2 Solitons multicolores

Jusqu'à présent, ces solitons ont été étudiés pour une grande part dans les milieux quadratiques [2], le cas le plus simple étant la génération de second harmonique (SHG) avec des faisceaux intrinsèquement bicolores. Plus proche de notre travail, différentes études théoriques ont montré l'existence de solutions stationnaires pour la co-propagation de faisceaux de fréquences différentes en milieu Kerr dû au couplage entre les différentes composantes [3,4,5]. Par ailleurs, une étude expérimentale a montré l'existence de solitons spatiaux multicolores dans différents milieux de Kerr [6]. L'originalité de notre travail est d'observer la génération d'un faisceau à plusieurs composantes spectrales lors de la propagation d'un faisceau monochromatique dans un guide plan à non linéarité Kerr en présence de diffusion Raman stimulée (DRS), et d'obtenir en sortie de guide un soliton vectoriel auto-confiné avec piégeage mutuel de ces différentes composantes spectrales [7].

### 2.1 Montage expérimental

Le montage expérimental est composé d'un guide d'onde plan de 3 cm de long formé par un espace confiné entre deux blocs de verre SK5 (indice de réfraction linéaire  $n_0 = 1.59$  @  $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ ) et rempli

de liquide CS<sub>2</sub> à fort coefficient non linéaire ( $n_0 = 1.63$ ; indice non linéaire  $n_2 = 3.5 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ ). L'épaisseur  $d \cong 10 \text{ }\mu\text{m}$  du guide correspondant à une structure multimodale a été choisie de façon à obtenir un guide isotrope (biréfringence linéaire négligeable). La source est un laser Nd :YAG déclenché et doublé en fréquence, délivrant des impulsions subnanosecondes à une cadence de 7 kHz. La bonne stabilité en puissance du laser (rms < 1%) permet de suivre précisément l'évolution de l'intensité des différentes composantes spectrales en fonction de l'énergie injectée dans le guide.

La DRS génère dans le CS<sub>2</sub> une composante Stokes (resp. anti-Stokes) avec un décalage fréquentiel de 20 THz (resp. - 20 THz) par rapport à la pompe, et avec une largeur spectrale de 15 GHz. Ainsi, une répartition complexe de l'énergie dans différentes composantes spectrales peut s'observer après propagation dans le guide non linéaire et dépend fortement de l'intensité injectée (possibilité d'avoir une cascade Raman). Le but de cette étude expérimentale est d'analyser en sortie de guide l'évolution des différentes composantes spectrales (profils, intensités, largeurs) en fonction de l'énergie injectée. Pour cela, un montage à double réseaux de diffraction (réseaux blazés, 2400 tr/mm) filtre les composantes spectrales à 532 et 551 nm et les image indépendamment sur une caméra CCD monocoup.

## 2.2 Simulations numériques

Nous avons développé un modèle théorique basé sur trois équations de Schrödinger non linéaires couplées tenant compte de l'onde pompe, des premiers ordres Raman Stokes et anti-Stokes. Ces trois équations sont données par les relations suivantes :

$$\frac{\partial E_p}{\partial z} = \frac{i}{2\beta_p} \frac{\partial^2 E_p}{\partial x^2} + i\gamma_p \left[ |E_p|^2 + 2|E_s|^2 + 2|E_{as}|^2 \right] E_p - g_{Rsat} |E_s|^2 E_p + g_{Rsat} |E_{as}|^2 E_p \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial z} = \frac{i}{2\beta_s} \frac{\partial^2 E_s}{\partial x^2} + i\gamma_s \left[ |E_s|^2 + 2|E_p|^2 + 2|E_{as}|^2 \right] E_s + i\gamma_s E_{as}^* E_p^2 e^{i\Delta\beta z} + g_{Rsat} |E_p|^2 E_s \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_{as}}{\partial z} = \frac{i}{2\beta_{as}} \frac{\partial^2 E_{as}}{\partial x^2} + i\gamma_{as} \left[ |E_{as}|^2 + 2|E_p|^2 + 2|E_s|^2 \right] E_{as} + i\gamma_{as} E_s^* E_p^2 e^{i\Delta\beta z} - g_{Rsat} |E_p|^2 E_{as} \quad (3)$$

où  $E_j(x,z)$  est l'amplitude du champ  $j$  (avec l'indice  $j = p, s, as$  pour pompe, Stokes et anti-Stokes),  $\beta_j$  la vitesse de groupe de chaque champ,  $\gamma_j$  le paramètre non linéaire,  $\Delta\beta$  le désaccord de phase dû à la dispersion chromatique. Le paramètre  $z$  correspond à la direction de propagation, tandis que  $x$  est la dimension transverse spatiale (dimension de propagation libre du guide). Le processus Raman est inclus dans ces équations spatiales sous la forme d'un gain pour les champs Stokes et anti-Stokes. Afin de prendre en compte la saturation du gain due à la cascade Raman, nous avons utilisé le paramètre  $g_{Rsat}$  sous la forme :

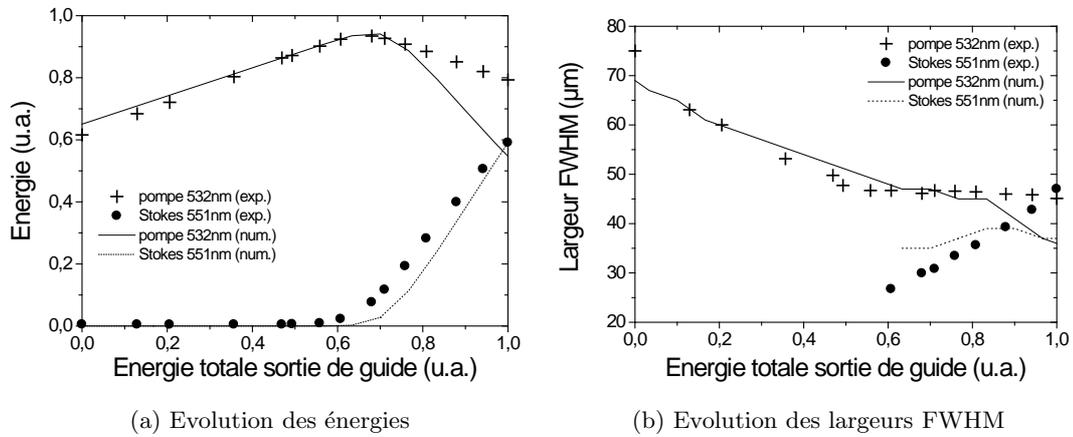
$$g_{Rsat} = \frac{g_R}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} \quad (4)$$

où  $g_R$  correspond au gain Raman sans saturation,  $I$  l'énergie de la composante Stokes, et  $I_{sat}$  un paramètre ajustable. L'amplitude du champ pompe à l'entrée du guide correspond à une sécante hyperbolique, tandis que les champs Stokes et anti-Stokes correspondent à du bruit spatial avec un photon par mode (bruit quantique).

## 2.3 Résultats expérimentaux et numériques

Les Fig. 1a et 1b présentent respectivement l'évolution des énergies et des largeurs totales à mi-hauteur (FWHM) pour les composantes à 532 et 551 nm en fonction de l'énergie injectée.

On peut observer sur la Fig. 1a que, dès lors que l'intensité du pic Raman Stokes devient significative, le régime de déplétion de la pompe apparaît. La croissance en intensité du pic Raman dans ce domaine de déplétion est quasiment linéaire, et non plus exponentielle, comme observée numériquement en régime de non déplétion. Concernant l'évolution des largeurs, la Fig. 2b montre clairement que la largeur de la pompe se stabilise lorsqu'on arrive en régime de déplétion de la pompe. La largeur de la composante



**Fig.1.** Résultats expérimentaux et numériques : évolution en fonction de l'énergie totale de sortie du guide (a) des énergies pour les composantes spectrales à 532 nm et 551 nm, et (b) des largeurs pour les composantes à 532 nm et 551 nm.

Stokes (influencée par XPM) augmente jusqu'à atteindre une largeur proche de celle de la pompe, dès lors que les intensités pompe et Raman Stokes sont proches.

Les résultats des simulations dans le domaine de validité du modèle sont en accord qualitatif avec les données expérimentales et permettent de comprendre la dynamique de génération du soliton multicolore *lors de la propagation*. Cette dynamique comporte deux phases distinctes. Lors de la première phase, l'énergie de la composante Stokes croît de manière exponentielle, restant toutefois très faible par rapport à celle de la pompe (régime de guidage du faisceau Raman par le soliton Kerr [8]). Puis, dès lors que l'intensité de la composante Raman Stokes devient significative par rapport à celle de la pompe, les largeurs et les intensités des composantes pompe et Raman Stokes deviennent similaires (régime de guidage mutuel via le processus XPM). On a alors stabilisation de l'intensité et de la largeur du soliton Kerr, due aux échanges d'énergie par DRS et FWM entre les différentes composantes qui évitent la formation d'un soliton d'ordre supérieur. Les deux composantes pompe et Raman Stokes ont alors, en sortie de guide, approximativement même largeur, même intensité, et même profil en sécante hyperbolique carrée : elles forment alors un **soliton spatial bicolore**.

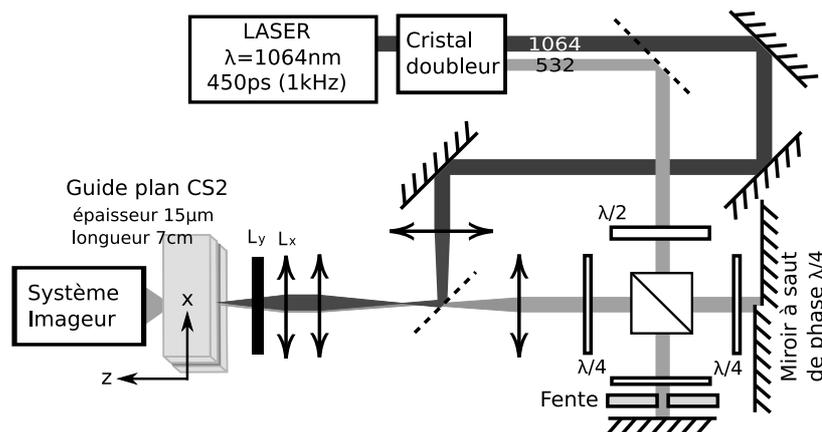
Concernant la composante anti-Stokes, son intensité reste faible, mais non négligeable (observable expérimentalement mais très faible par rapport à la pompe et à la composante Stokes) contrairement à ce qui est attendu. En fait, alors que l'onde Stokes est amplifiée principalement par DRS, l'onde anti-Stokes suit l'évolution en énergie de la composante Stokes grâce à l'amplification paramétrique. Malgré un désaccord de phase naturel entre les composantes Stokes et anti-Stokes engendré par la dispersion, le processus FWM intervient dès lors que l'accord de phase est auto-induit grâce au déséquilibre des puissances généré par DRS entre ces deux composantes [9].

En conclusion, nous avons démontré qu'un soliton spatial multicolore est généré lors de la propagation d'un faisceau pompe monochromatique dans un milieu de Kerr en présence de DRS. Nous avons observé que la composante Raman Stokes de forte intensité stabilise le faisceau pompe et que, pour une énergie d'entrée définie, le faisceau de sortie du guide d'onde contient deux composantes spectrales d'intensités comparables, avec des profils spatiaux en sécante hyperbolique carrée et des largeurs similaires.

### 3 Brisure de symétrie induite des états-liés de solitons vectoriels de polarisation en milieu de Kerr isotrope

Les états-liés de solitons vectoriels reposent sur le guidage mutuel incohérent de 2 composantes de polarisation circulaires opposées. Ce sont des solutions stationnaires d'un système de 2 équations de Schrödinger nonlinéaires couplées. Chacune des équations régit l'évolution d'une composante de polarisation, ces composantes étant couplées de manière incohérente. Nous avons déjà démontré expérimentalement l'existence de ces solutions et nous avons également pu observer leur caractère instable [10,11]. En effet dans des conditions normales de propagation, l'état lié de soliton se propage sur une certaine longueur dépendant des perturbations présentes sur les profils, et fini par briser. Il résulte alors de cette brisure un soliton elliptique fondamental [12,13] qui est le seul membre stable des solitons vectoriels de polarisation en milieu de Kerr isotrope. Une grande majorité de l'énergie de l'état lié de départ bascule subitement dans ce soliton. Sa position et sa direction de propagation sont aléatoires car il est impossible expérimentalement de contrôler la totalité du bruit sur les profils. En effet même un bruit de niveau quantique suffit à provoquer la dynamique de brisure.

A l'aide de deux expériences inédites, nous démontrons deux méthodes de perturbation qui permettent de choisir sans ambiguïté le côté où la brisure se fera préférentiellement.



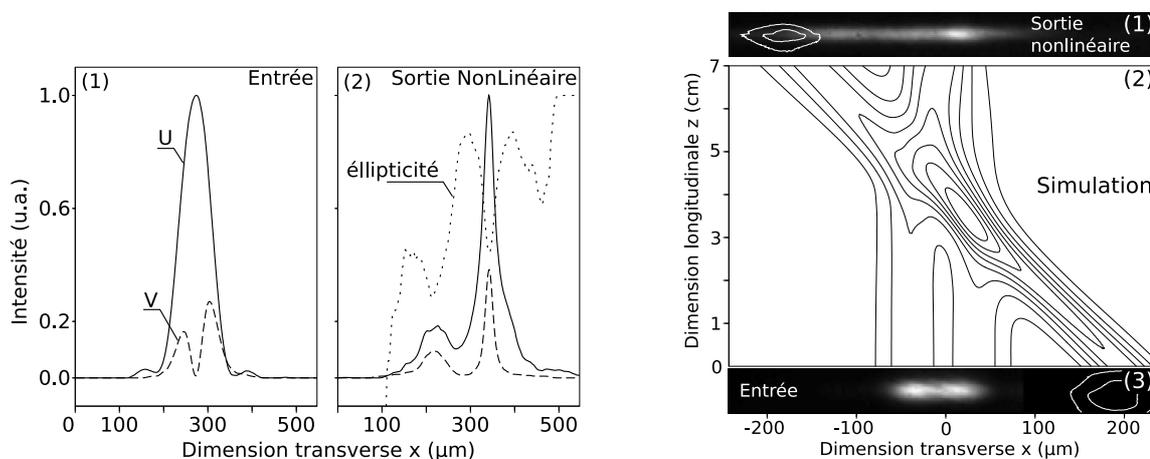
**Fig.2.** Shéma du montage expérimental. Le circuit secondaire à 1064 nm n'est utilisé que dans la seconde expérience.

#### 3.1 Brisure induite par asymétrie des profils initiaux

La première possibilité pour forcer la brisure de l'état lié d'un côté ou de l'autre est d'ajouter aux profils initiaux une perturbation parfaitement connue et plus grande que le bruit que l'on ne contrôle pas. Cependant il faut prendre garde à ce que cette perturbation ne soit pas trop grande, ce qui empêcherait la formation de l'état lié.

Le montage expérimental utilisé est décrit dans la figure 2. Le faisceau infrarouge d'un laser impulsionnel est doublé en fréquence. Le résidu infrarouge est filtré par un miroir dichroïque. Le circuit à 1064nm du schéma n'est pas utilisé dans cette première expérience. Le faisceau visible à 532nm est ensuite divisé par un cube séparateur de polarisation au centre d'un montage type interféromètre de Michelson. Dans chacun des bras les 2 composantes de polarisation sont mise en forme indépendamment afin de leur donner un profil le plus proche possible du profil calculé numériquement [14].

La figure 3(a) montre les résultats expérimentaux. On peut remarquer sur les profils d'entrée de la figure 3(a.1) le déséquilibre des deux lobes de la composante V. C'est cette asymétrie qui va provoquer la



(a) Brisure de symétrie induite par asymétrie : profils d'entrée (1) et de sortie en régime non linéaire (2) de la composante de polarisation circulaire droite U (trait plein), gauche V (trait discontinu) et le profil d'ellipticité de sortie (pointillés).

(b) Brisure de symétrie induite par collision avec un soliton infrarouge : images expérimentales d'entrée (3) et de sortie de guide (1) (l'infrarouge est en courbe de niveau blanches) en régime non linéaire et simulation équivalente (2) en courbes de niveau.

**Fig.3.** Résultats expérimentaux.

brisure de l'état lié d'un seul côté. Il est important de préciser que les simulations montrent qu'avec un tel déséquilibre, le début de la propagation permet tout de même la formation d'un état lié de soliton et qu'une structure à deux coeurs est bel et bien formée. La figure 3(a.2) montre les profils correspondants en régime non linéaire. On observe une brisure de l'état lié d'un seul côté. L'étude du profil d'ellipticité montre une courbure au niveau du soliton résultant qui permet de l'identifier à un soliton elliptique fondamental [13].

### 3.2 Brisure induite par collision avec un soliton infrarouge

Nous utilisons toujours le montage décrit dans la figure 2 mais cette fois-ci sans asymétrie et nous utilisons le résidu infrarouge pour former un soliton scalaire dont la trajectoire va croiser celle de l'état lié de soliton formé dans le visible.

Les résultats expérimentaux sont illustrés sur la figure 3(b). 3(b.3) est l'image de l'entrée du guide où l'on distingue parfaitement l'état lié situé au centre dont les deux lobes sont symétriques et le faisceau infrarouge (en courbes de niveaux blanches), à environ  $200\mu\text{m}$ . 3(b.1) montre ce que l'on obtient en sortie de guide. Le faisceau infrarouge est désormais situé de l'autre côté du faisceau visible, attestant de leur trajectoires croisées. Quand au faisceau non linéaire visible, il n'est plus symétrique du tout et montre un transfert de l'énergie vers la droite. Il faut cependant noter que cette image de sortie est une image moyenne de plusieurs tirs. L'instabilité est toujours là, mais il est certain que statistiquement, le basculement de l'énergie se fait avec une forte préférence sur un côté seulement. En effet, en l'absence de faisceau infrarouge, l'image moyenne de sortie est parfaitement symétrique (équiprobabilité de brisure à gauche ou à droite.)

La simulation correspondante décrite en courbes de niveau sur la figure 3(b.2) permet de mieux comprendre ce qui se passe. Le soliton infrarouge, d'une puissance supérieure à celle du soliton dipolaire, se retrouve peu perturbé après la collision. L'état lié de soliton, lui, voit une forte modification de ses conditions de propagation. Si la brisure n'a pas encore eu lieu, cette forte perturbation va la provoquer,

et la dynamique sera fortement dépendante des caractéristiques (puissance, polarisation) du soliton qu'il rencontre.

## 4 Conclusion

Ces travaux concernent l'étude des solitons vectoriels en milieu Kerr. Nous avons montré que des solitons multi-fréquentiels sont générés grâce au processus de Diffusion Raman Stimulée au cours de la propagation d'un faisceau pompe monochromatique, les échanges d'énergie entre les différentes composantes stabilisant l'ensemble du faisceau. Concernant le soliton vectoriel de polarisation, nous avons d'une part montré que l'on peut maîtriser la brisure de symétrie du soliton vectoriel multimode, instable en milieu Kerr isotrope, et d'autre part vérifié que l'on obtient après brisure un soliton elliptique fondamental, seule solution stable du système.

En conclusion, ces deux résultats importants confirment l'existence de solitons vectoriels en milieu Kerr isotrope et non-saturable, et ouvrent des perspectives vers des applications de routage et de commutation spatial tout-optique contrôlée de l'information.

## Références

1. Y.S. KIVSHAR, AND G.P. AGRAWAL, *Optical Solitons* (Academic Press, San Diego) 2003.
2. L. TORNER AND A.P. SUKHORUKOV, Quadratic solitons, *Opt. Phot. News*, **13**, 42 (2002).
3. H.T. TRAN, R.A. SAMMUT AND W.SAMIR, Multi-frequency spatial solitons in Kerr media, *Optics Com.*, **113**, 292-304 (1994).
4. Y. CHEN AND J. ATAI, Parametric spatial solitary waves, *Opt. Letters*, **19** (17), 1287-1289 (1994).
5. P.B. LUNDQUIST, D.R. ANDERSEN AND Y.S. KIVSHAR, Multicolor solitons due to four-wave mixing, *Phys. Rev. E*, **57** (3), 3551-3555 (1998).
6. V. BOUCHER AND X. NGUYEN-PHU, Generation of multicolor spatial solitons by stimulated Raman scattering, *Appl. Optics*, **41** (21), 4390-4393 (2002).
7. G. FANJOUX, J. MICHAUD, M. DELQUÉ, H. MAILLOTTE ET T. SYLVESTRE, Observation expérimentale d'un soliton spatial bicolore dans un milieu Kerr résonant, *J. Phys. IV*, à paraître (2006).
8. R. DE LA FUENTE AND A. BARTHÉLÉMY, Spatial Soliton-Induced Guiding by Cross-Phase Modulation, *IEEE J. Quantum Electr.*, **28** (2), 547-554 (1992).
9. S. COEN, D.A. WARDLE AND J.D. HARVEY, Observation of Non-Phase-Matched Parametric Amplification in Resonant Nonlinear Optics, *Phys. Rev. Lett.*, **89** (27), 273901 (2002).
10. C. CAMBOURNAC *et al.*, Symmetry-breaking instability of multimode vector solitons, *Phys. Rev. Lett.* **89**(8) 2002.
11. M. DELQUÉ AND M. CHAUVET AND H. MAILLOTTE AND T. SYLVESTRE, Numerical and experimental investigations of vector soliton bound-states in a kerr planar waveguide, *Opt. Comm.* **249** 2005.
12. M. HAELTERMAN AND A.P. SHEPPARD, Bifurcation phenomena and multiple soliton-bound states in isotropic kerr media, *Phys. Rev. E* **49**(4) 1994.
13. M. DELQUÉ *et al.*, Experimental Observation of the Elliptically Polarized Fundamental Vector Soliton of Isotropic Kerr Media, *Opt. Lett.* **30**(24) 2005.
14. M. HAELTERMAN AND A.P. SHEPPARD AND A.W. SNYDER, Bound-vector solitary waves in isotropic nonlinear dispersive media, *Opt. Lett.* **18**(17) 1993.