

Propriétés de propagation des structures localisées optiques

F. Haudin, U. Bortolozzo, & S. Residori

INLN, Université de Nice Sophia-Antipolis, CNRS, 1361 route des Lucioles 06560 Valbonne, France
 florence.haudin@inln.cnrs.fr

Résumé. Nous avons réalisé une étude des propriétés de propagation dans l'espace libre des structures localisées optiques. Notre motivation première a été de savoir comment évolue le champ électromagnétique de ces structures dans la direction z de propagation de la lumière. Nous nous sommes intéressés aux propriétés en champ proche mais aussi à la divergence en champ quasi lointain, pour une seule structure et pour des états liés. Une meilleure compréhension des comportements et des propriétés des structures localisées optiques devraient permettre de générer de nouveaux types de faisceaux. Dans un premier temps, nous avons isolé une seule structure localisée générée par l'expérience de la valve à cristaux liquides et regardé la forme du faisceau diffracté lors de sa propagation. Nous avons mis en évidence une focalisation de la structure dans un plan z donné puis celle-ci s'ouvre et présente un trou central. Les résultats obtenus en champ proche sont très différents de ceux pour une ouverture circulaire ou un faisceau gaussien. Nous avons confronté les résultats expérimentaux à ceux obtenus par intégration du système complet d'équations décrivant les effets des cristaux liquides et de la diffraction. Dans un second temps, l'étude d'états liés a mis en évidence que des structures indépendantes et parfaitement localisées dans le plan de focalisation, interfèrent en champ quasi-lointain.

Abstract. We performed a study on the propagation properties of optical localized structures in free space. Our first motivation was to know how the electromagnetic field of this structures evolves in the z -direction of light propagation. We have studied near-field properties as well as quasi far-field divergence for a single structure and for bound states. A better comprehension of the behavior and properties of optical localized structures could allow to generate new shaped beams. First, we isolated a single structure generated by the liquid crystal light valve experiment and studied the shape of the diffracted beam during its propagation. We found that the structure focalizes in a certain z -plane then it presents a central hole. Results in near-field are very different from these of a circular aperture or a Gaussian beam. We compared experimental results with those numerically obtained by integration of the complete system of equations describing both the effects of the liquid crystal and the diffraction. In a second time, the study of bound states highlights that structures that are independent and perfectly localized in the focalization plane interfere in the quasi far-field.

1 Introduction

L'apparition de structures localisées dans les systèmes hors d'équilibre est un phénomène très général présent dans différents domaines [1]. D'un point de vue phénoménologique, on peut voir les structures localisées comme des structures spatiales qui s'étendent sur une région limitée de l'espace et qui consistent en un nombre fini (et petit) des cellules élémentaires. Les exemples sont nombreux ; on peut citer les oscillons dans les milieux granulaires [2] ou dans les fluides que l'on fait vibrer verticalement [3], les motifs dans la végétation [4] et en chimie [5], les filaments de courant dans les plasmas [6], les solitons de cavité dans les lasers à semiconducteur [7], les structures localisées optiques dans les vapeurs atomiques [8] et dans les cristaux liquides [9,10].

D'un point de vue théorique, les structures localisées ont été décrites comme des connexions locales qui apparaissent dans la région d'agrafage lorsqu'il y a bistabilité entre un état stationnaire homogène et un état structuré spatialement [11]. Des modèles ont été développés dans ce cadre à partir d'une description unidimensionnelle du système dynamique réversible associé à une équation de type Swift-Hohenberg généralisée [12]. Les structures localisées ont ainsi été comprises comme les orbites homoclines ayant pour origine l'état stationnaire homogène et passant près de l'orbite périodique associée à l'état

structuré spatialement [13]. Une généralisation de cette idée a été donnée en [14] et une description de la même évolution dynamique en termes d'interaction des fronts a été récemment proposée [15].

En optique, les structures localisées peuvent être interprétées comme le résultat d'un équilibre entre les non-linéarités focalisantes du milieu et les effets de diffraction associée à la propagation de la lumière [16]. Les structures localisées optiques apparaissent ainsi comme des taches lumineuses localisées dans le plan transverse à la direction de propagation de la lumière, ces taches pouvant être éteintes ou allumées en appliquant une petite perturbation de signe adapté. Elles peuvent également former des états liés par l'intermédiaire d'oscillations présentes sur les ailes de leur profils d'intensité [10]. Récemment, un vif intérêt a été porté sur les structures localisées optiques, en vue de leur possible utilisation comme pixels élémentaires pouvant stocker l'information et l'écriture contrôlée sur une grille de phase adaptée a été démontrée expérimentalement [17].

Malgré de nombreuses observations expérimentales de structures localisées, aucune expression analytique n'est connue à ce jour pour leur profil. De plus, en optique le profil d'amplitude est complexe. Dans le cas particulier des structures localisées, la phase est proportionnelle à l'intensité et devient par conséquent une fonction des coordonnées spatiales. Une fois créées dans le milieu non linéaire, les structures localisées vont se propager mais jusqu'à présent aucune prédiction théorique sur leur évolution en propagation libre n'a été donnée. Nous nous sommes donc posé les questions suivantes : comment les structures vont-elles diffracter lors de leur propagation, comment vont-elles perdre leur caractère de structures de type solitons dissipatifs, quelles caractéristiques vont les distinguer d'autres faisceaux optiques, tels que les faisceaux gaussiens ou les faisceaux de Bessel. Ce type de caractérisation devrait permettre une meilleure compréhension et de possibles applications des structures localisées dans différents domaines de l'optique, comme la réalisation de nouveaux types de faisceaux ou le développement des pinces optiques optimisées et reconfigurables.

Nous présentons ici une étude des propriétés de propagation des structures localisées optiques. Celles-ci sont créées par l'intermédiaire des interactions non linéaires dans une expérience comprenant une valve à cristaux liquides avec rétroaction optique. Une fois sorties de la boucle de rétroaction, les structures localisées sont suivies par un système d'imagerie lors de leur propagation libre sur quelques dizaines de centimètres, leur taille caractéristique dans le plan transverse étant de quelques dixièmes de millimètres. La caractérisation expérimentale est accompagnée par des simulations numériques.

2 Dispositif expérimental

L'expérience se compose d'une valve à cristaux liquides dans une boucle de rétroaction optique. Le dispositif expérimental complet est donné par Fig.1. Le laser utilisé est un laser He-Ne de longueur d'onde 632 nm . Le faisceau laser est élargi à l'aide d'un objectif de microscope et collimaté par la lentille L_1 . La polarisation de la lumière incidente I_{in} est verticale, la direction initiale du directeur nématique \mathbf{n} est à 45° , et un cube polariseur, introduit dans la boucle de rétroaction des effets d'interférence de polarisation qui vont induire la bistabilité entre différents états d'orientation du cristal liquide. Après avoir traversé la lentille L_1 , la lumière arrive au niveau de la valve à cristaux liquides. Celle-ci est constituée par un film de cristaux liquides d'épaisseur $d=15 \mu\text{m}$ pris en sandwich entre une lame de verre transparent et une lame photoconductrice sur laquelle est déposé un miroir diélectrique. La lame photoconductrice a pour propriété de changer d'impédance en fonction de l'intensité lumineuse I_w , dite d'écriture, qu'elle reçoit. La paroi externe du photoconducteur et celle interne de la lame de verre sont recouvertes d'une couche d'oxyde conducteur transparent. Une différence de potentiel peut ainsi être appliquée aux bornes de la valve à cristaux liquides. Un traitement spécial des parois internes permet d'imposer un ancrage planaire des cristaux liquides (directeur \mathbf{n} parallèle aux parois).

Une lumière qui traverse l'épaisseur du cristal liquide est réfléchiée par la valve avec un certain déphasage ϕ et est envoyée dans la boucle de rétroaction pour arriver sur le photoconducteur. L'information sur le déphasage ϕ est couplée à l'intensité lumineuse qui arrive sur le photoconducteur, comme nous le verrons dans la section 3. Lorsque le plan du photoconducteur coïncide avec le plan focal de la lentille L_1 et lorsque les lentilles L_1 et L_2 de même focale sont distantes de $2f$, alors un plan équivalent à celui du photoconducteur est imagé à une distance f de L_2 . Si on déplace l'extrémité du faisceau de

fibres d'une distance L , on peut introduire de la diffraction sur une longueur L de propagation libre dans la boucle de rétroaction. En général la distance L peut être positive ou négative et elle se calcule comme $L = (l_1 + l_2) - 2f$, avec f la distance focale des lentilles L_1, L_2 , et l_1, l_2 précisées sur Fig. 1.

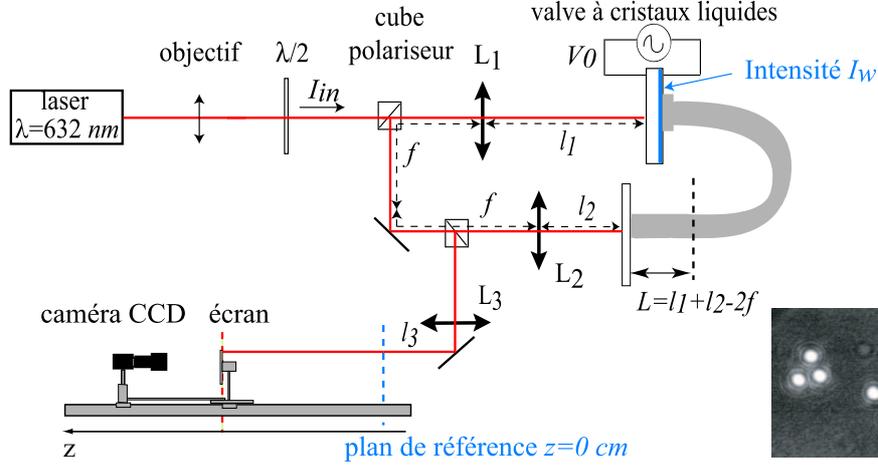


Fig.1. Dispositif expérimental de la valve à cristal liquide avec rétroaction optique. Dans le cadre en bas à droite est montré un exemple de structures localisées observées dans le plan $z = 0 \text{ cm}$.

Dans le montage, un deuxième cube séparateur permet de dévier de la boucle de rétroaction une petite portion du faisceau et de l'utiliser pour suivre l'évolution des structures localisées. Une lentille L_3 de même focale f que L_1 et L_2 est placée sur le chemin du faisceau de telle façon que le cube soit équidistant de L_2 et de L_3 . Le faisceau utilisé pour faire les mesures parcourt ainsi le même chemin optique que le faisceau à l'intérieur de la boucle de rétroaction. Nous définissons ensuite le plan de référence, noté plan $z = 0 \text{ cm}$, comme le plan qui reproduit à l'extérieur de la boucle l'équivalent du plan du photoconducteur. Cela revient à satisfaire la condition $l_2 = l_3$ sur les trajets optiques à l'intérieur, respectivement, à l'extérieur du parcours de rétroaction (Fig. 1).

Pour étudier la propagation des structures localisées, nous déplaçons selon la direction z l'ensemble caméra-écran, rendu solidaire avec une pièce métallique. La caméra est reliée à un ordinateur et à un écran de télévision. Par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition d'images, nous enregistrons la distribution d'intensité lors du déplacement à vitesse contrôlée de l'ensemble caméra-écran.

3 Modèle théorique pour le système de la valve à cristaux liquides

Le modèle pour le système de la valve à cristaux liquides se compose de deux équations couplées : la première pour l'angle θ de basculement des molécules du cristal liquide, cet angle étant une moyenne sur l'épaisseur du film nématique. La seconde équation décrit l'évolution du champ optique dans la boucle de rétroaction. L'équation pour θ comprend un terme diffusif dû au couplage élastique des molécules entre elles et un terme de rappel lié au champ électrique appliqué sur les cristaux liquides. Elle s'écrit

$$\tau \frac{\partial \theta}{\partial t} = l^2 \nabla_{\perp}^2 \theta - \theta + \theta_0 \quad (1)$$

avec l la longueur de cohérence diélectrique et τ le temps de réponse des cristaux liquides [18]. θ_0 est la solution stationnaire homogène qui est définie par régression des données expérimentales comme [17]

$$\theta_0 = \frac{\pi}{2} \left(1 + \sqrt{\frac{V_{FT}}{TV_0 + \alpha I_w}} \right).$$

avec V_{FT} la tension de transition de Fréedericksz, V_0 la tension appliquée à la valve, $\Gamma < 1$ un facteur constant qui tient compte des impédances des couches diélectriques et α une constante phénoménologique qui décrit la réponse linéaire du photoconducteur.

Si l'angle θ est petit, nous pouvons écrire le déphasage de la lumière à la traversée de la cellule comme $\phi = \beta \cos^2 \theta$, où $\beta = 2\pi(n_e - n_o)d/\lambda$ avec $n_e - n_o$ la biréfringence du cristal liquide (n_e , n_o l'indice extraordinaire, respectivement, ordinaire), d l'épaisseur du film de cristal liquide et λ la longueur d'onde de la lumière. Après un parcours dans la boucle de rétroaction, l'intensité d'écriture I_w arrivant sur le photoconducteur est donnée par

$$I_w = \frac{I_{in}}{4} \left| e^{\frac{-iL}{2k} \nabla_{\perp}^2} (e^{-i\phi} + 1) \right|^2, \quad (2)$$

avec I_{in} l'intensité à l'entrée, L la longueur de propagation libre dans la boucle de rétroaction, $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde optique et ∇_{\perp}^2 l'opérateur Laplacien transverse. Les équations montrent donc que $I_w = f(\theta)$ et que $\theta = f(I_w)$. Des régimes bistables sont ainsi possibles et, grâce à la diffraction qui sélectionne une taille transverse caractéristique, proportionnelle à $\sqrt{\lambda L}$, la bistabilité peut s'établir entre un état homogène et un état spatialement structuré. Dans ces régimes de paramètres, le système montre des structures localisées qui apparaissent dans le plan $z = 0$ cm comme des taches isolées avec une taille transverse qui dépend de L et qui est de l'ordre de quelques centaines de microns. Un exemple des structures localisées observées en $z = 0$ cm est montré dans la Fig. 1.

4 Propriétés de propagation d'une structure localisée

Les paramètres expérimentaux V_0 et I_{in} ont été ajustés de façon à sélectionner une seule structure localisée. Partant du plan de référence $z = 0$, le dispositif écran-caméra est déplacé pour acquérir des profils d'intensité transverses pour différentes positions z .

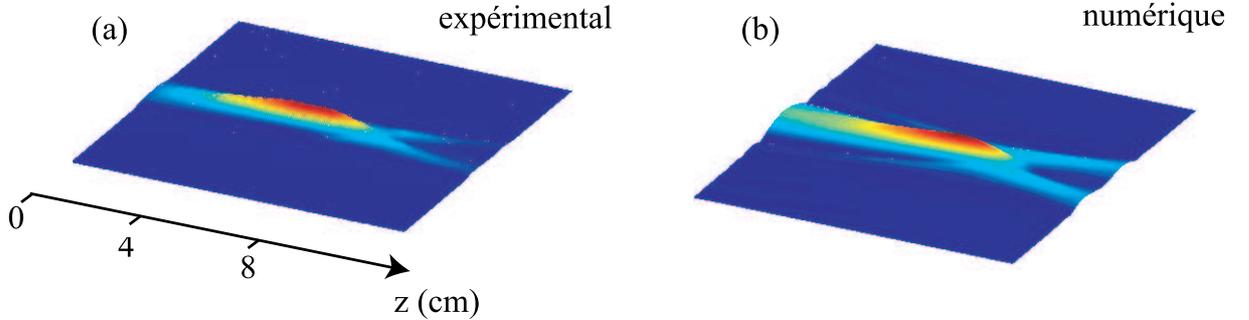


Fig.2. Irradiance (a) expérimental et (b) numérique d'une structure localisée pour $L = -8$ cm.

Une étude préalable réalisée avec un motif hexagonal a permis de déterminer une limite entre champ proche et champ quasi lointain comme $2z_T$, avec z_T la distance de Talbot définie comme $z_T = p^2/\lambda$, p étant la taille caractéristique de la structure [19]. Dans le plan $z = 0$ cm, la structure apparaît comme une tache lumineuse de diamètre proche de $250 \mu\text{m}$ pour $L = -8$ cm. Au cours de sa propagation, elle se focalise puis s'ouvre en présentant un trou central. Elle se referme ensuite pour présenter une seconde focalisation de moindre intensité. Pour $z > 2z_T$, la structure présente des anneaux de diffraction. L'irradiance, c'est-à-dire le profil d'intensité dans une plan (r, z) permet d'avoir une bonne vision suivant z de la forme du faisceau. Les résultats ont montré un très bon accord entre l'expérience et les simulations numériques (Fig.2). Nous avons aussi vérifié numériquement que la structure trou n'est pas associée à une singularité de phase.

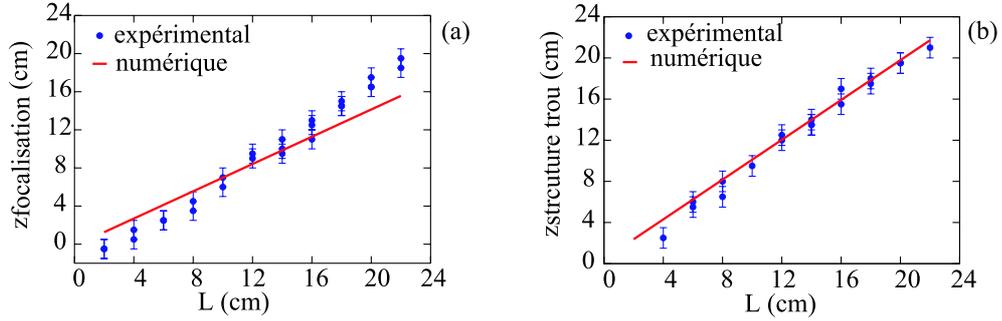


Fig.3. (a) Plan de focalisation et (b) position de la structure trou en fonction de L .

Nous avons étudié la dépendance des positions en z de la focalisation et de la structure trou en fonction de la longueur de propagation libre L dans la boucle de rétroaction. La structure trou apparaît à une distance proche de L tandis la focalisation apparaît toujours à une distance fixe et de quelques centimètres avant la structure trou (Fig.3). Les résultats numériques et expérimentaux coïncident pour la position de la structure trou alors que pour la focalisation il y a un petit décalage dû à la sensibilité du plan de focalisation à la valeur de I_{in} .

En champ quasi lointain, nous avons comparé la divergence du faisceau obtenu par diffraction d'une structure localisée avec celle d'un faisceau gaussien. Pour déterminer cette divergence, nous nous sommes appuyés sur la position du premier minimum d'intensité dans les profils radiaux de la structure (Fig.4). Par cette méthode, nous avons trouvé que le faisceau formé par diffraction d'une structure localisée diverge comme un faisceau gaussien de taille $w_0 = 115 \mu\text{m}$ dans le plan $z = 0 \text{ cm}$.

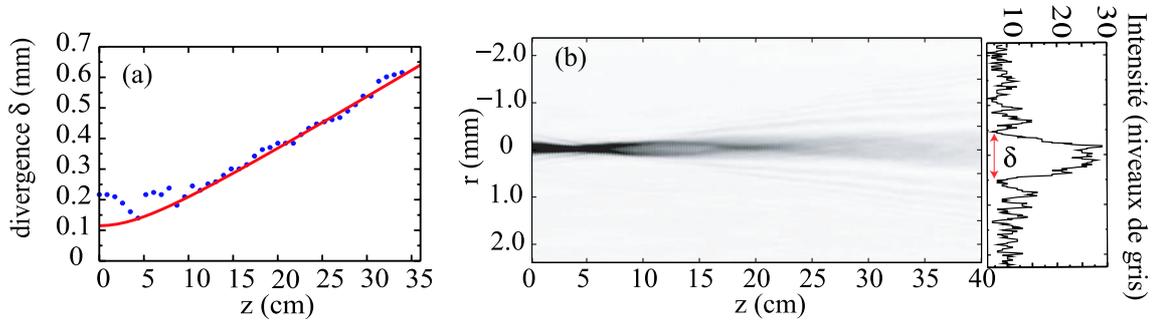


Fig.4. (a) Divergence d'une structure localisée (points) et divergence d'un faisceau gaussien (ligne); (b) irradiance montrant l'évolution de la structure localisée en champ quasi-lointain et profil d'intensité à $z = 40 \text{ cm}$.

5 États liés de structures localisées

Nous avons réalisé des profils transverses d'états liés à deux et trois structures dans le plan de focalisation et en champ quasi lointain (Fig.5). Nous avons mis en évidence que des structures indépendantes dans le plan de focalisation interagissent et interfèrent entre elles en champ quasi lointain. Pour des états liés à deux structures, on observe en champ quasi lointain, un motif rouleau dans la région où les deux structures interfèrent. Pour un état lié à trois structures, formant approximativement un triangle équilatéral, on observe en champ quasi lointain un motif hexagonal. Cette étude sur les états liés montre donc que les structures localisées optiques apparaissent comme des objets qui selon le plan où on les

observe peuvent présenter soit un comportement qui semble particulière ("spot" de lumière) soit un comportement ondulatoire avec formation de figures d'interférences, révélant ainsi une dualité onde-particule.

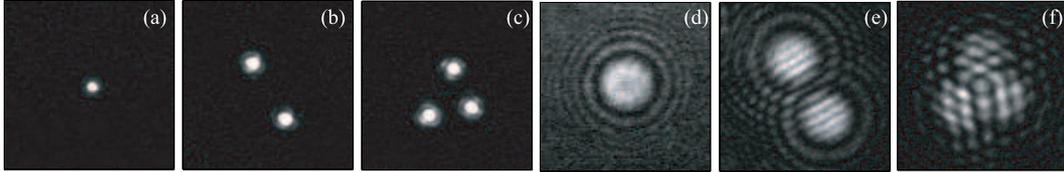


Fig.5. Comportement particulière et ondulatoire des structures localisées : (a),(b),(c) : $z = 4 \text{ cm}$; (d),(e),(f) : en champ quasi-lointain ; $L = -8 \text{ cm}$

6 Conclusions

Nous avons étudié expérimentalement et numériquement les propriétés des structures localisées optiques. Nous avons montré que les caractéristiques de phase et d'intensité de ces structures conduisent à une focalisation suivie d'une structure trou à une position z égale à la longueur L de propagation libre dans la boucle de rétroaction.

Références

1. G. NICOLIS & I. PRIGOGINE, *Self-organization in nonequilibrium systems : from dissipative structures to order through fluctuations*, John Wiley & Sons, New York, (1977).
2. P. B. UMBANHOWAR, F. MELO & H. L. SWINNEY, *Nature*, **382**, 793 (1996).
3. H. ARBELL & J. FINEBERG, *Physical Review Letters*, **85**, 756 (2000).
4. J. VON HARDENBERG, E. MERON, M. SHACHAK & Y. ZARMI, *Physical Review Letters*, **87**, 198101 (2001).
5. K-JIN LEE, W. D. MCCORMICK, J. E. PEARSON & H. L. SWINNEY, *Nature*, **369**, 215 (1994).
6. Y. A. ASTROV & Y. A. LOGVIN, *Physical Review Letters*, **79**, 2983 (1997).
7. S. BARLAND *et al.*, *Nature*, **419**, 699 (2002).
8. B. SCHÄPERS, M. FELDMANN, T. ACKEMANN & W. LANGE, *Physical Review Letters*, **85**, 748 (2000).
9. P. L. RAMAZZA, E. BENKLER, U. BORTOLOZZO, S. BOCCALETTI, S. DUCCI & F. T. ARECCHI, *Physical Review E*, **65**, 066204 (2002).
10. U. BORTOLOZZO, R. ROJAS & S. RESIDORI, *Physical Review E*, **72**, 045201 (2005).
11. Y. POMEAU, *Physica D*, **23**, 3 (1986).
12. M. TLIDI, P. MANDEL & R. LEFEVER, *Physical Review Letters*, **73**, 640 (1994).
13. P. D. WOODS & A. R. CHAMPNEYS, *Physica D*, **129**, 147 (1999).
14. P. COULLET, C. RIERA & C. TRESSER, *Physical Review Letters*, **84**, 3069 (2000).
15. M.G. CLERC & C. FALCON, *Physica A*, **356**, 48 (2005).
16. D. W. MC LAUGHLIN, J. V. MOLONEY & A. C. NEWELL, *Physical Review Letters*, **51**, 75 (1983).
17. U. BORTOLOZZO & S. RESIDORI, *Physical Review Letters*, **96**, 037801 (2006).
18. P.G. DE GENNES & J. PROST, *The Physics of Liquid Crystals*, (Oxford Science Publications, Clarendon Press, 2nd edition, 1993).
19. H. F. TALBOT, *Philosophical Magazine*, **9**, 401 (1836).