



**HAL**  
open science

# Réorientation optique des cristaux liquides en présence de singularités matérielles ou lumineuses

Mohamed El Ketara

► **To cite this version:**

Mohamed El Ketara. Réorientation optique des cristaux liquides en présence de singularités matérielles ou lumineuses. Autre [cond-mat.other]. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2013. Français. NNT : 2013BOR15010 . tel-00955155

**HAL Id: tel-00955155**

**<https://theses.hal.science/tel-00955155>**

Submitted on 4 Mar 2014

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE

PRÉSENTÉE À  
L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES DE L'INGÉNIEUR

par

**Mohamed EL KETARA**

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : Laser, Matière et Nanosciences

Sujet :

**RÉORIENTATION OPTIQUE DES CRISTAUX LIQUIDES  
EN PRÉSENCE DE SINGULARITÉS  
MATERIELLES OU LUMINEUSES**

Soutenue le 17 décembre 2013 devant la Commission d'examen :

M.	<b>G. AGEZ</b>	Maître de conférences	<b>Rapporteur</b>
Mme	<b>S. RESIDORI</b>	Directrice de recherche, CNRS	<b>Rapporteur</b>
M.	<b>J.-F. HENNINOT</b>	Professeur des universités	<b>Président</b>
M.	<b>E. BRASSELET</b>	Chargé de recherche (HDR)	<b>Directeur de thèse</b>







## Remerciements

*Ce travail a été effectué au Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine dans le groupe "Singular optics and liquid crystals". Je remercie le directeur du laboratoire Jean-Pierre Delville de m'y avoir accueilli. Je remercie également Jean-François Henninot d'avoir accepté la lourde tâche de présider le jury. Je tiens également à exprimer ma reconnaissance à Stefania Residori et à Gonzague Agez pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à ce travail en s'acquittant de la tâche de rapporteur.*

*Ce travail a été suivi par Etienne Brasselet dont l'optimisme et l'enthousiasme constant, même s'ils ont parfois été prématurés, m'ont très souvent conduit à soulever des montagnes. J'aimerais également le remercier de la confiance qu'il m'a accordé en tant que tout premier doctorant de l'équipe et je lui suis également reconnaissant des nombreuses discussions que nous avons eues lors des expériences, ainsi que de sa relecture attentive du manuscrit.*

*Merci aussi à tous les autres membres de l'équipe qui dotent ce groupe d'une ambiance si chaleureuse. Plus particulièrement, Artur (le nouveau de l'équipe), Charles (alias monsieur "juste cinq minutes"), Davit (notre "Aznavour"), Georgiy (le sportif), Mushegh (mon "successeur") et Tatiana (la touche féminine), avec lesquels j'ai eu l'occasion de partager d'excellents moments.*

*Certaines expériences utilisant un système d'imagerie polarimétrique "maison" n'aurait pu voir le jour sans l'aide de notre électronicien de choc : William Benharbone. Je le remercie pour le savoir-faire et la pédagogie dont il a fait preuve, ce fut un plaisir de travailler en sa compagnie.*

*Je n'oublie pas bien sûr la générosité et la disponibilité de notre "Spiderman" de l'informatique : Hassan, et de toutes les personnes que j'ai eu l'occasion de rencontrer aux cours de ces trois années de thèse.*

*Enfin, je souhaite remercier ma famille de m'avoir toujours soutenue durant mes études, et en particulier mes parents, sans qui d'une part, je ne serais pas né et d'autre part, je n'en serais pas là aujourd'hui. Je dédie donc ce manuscrit à mes frères et soeurs : Fatima, Rachida, Radia, Leïla, Loubna et Samir et à mes parents : Ali et Khadija.*



---

# Table des matières

---

<b>Introduction</b>	<b>5</b>
Couple diélectrique et réorientation optique . . . . .	8
Réorientation optique topologique . . . . .	12
Motivation et objectifs . . . . .	14
<b>1 Réorientation optique régulière ou topologique ?</b>	<b>17</b>
1.1 Principe de l'expérience . . . . .	19
1.2 Cas d'un faisceau polarisé linéairement . . . . .	22
1.2.1 Analyse en intensité . . . . .	22
1.2.2 Analyse en polarisation . . . . .	25
1.3 Cas d'un faisceau polarisé circulairement . . . . .	28
1.4 Cône des fluctuations thermiques . . . . .	32
<b>2 Structuration optique sous champ "simple"</b>	<b>35</b>
2.1 Calcul du couple optique . . . . .	36
2.2 Principe de détermination expérimentale du champ de directeur réorienté . . . . .	38
2.3 Cas d'une excitation polarisée circulairement . . . . .	45
2.4 Cas d'une excitation polarisée linéairement . . . . .	52
2.5 Cas d'une excitation polarisée elliptiquement . . . . .	57
<b>3 Structuration optique sous champ "complexe"</b>	<b>59</b>
3.1 Obtention des champs singuliers . . . . .	59
3.1.1 Vortex optique de phase . . . . .	63
3.1.2 Vortex optique de polarisation . . . . .	63
3.2 Caractérisation des champs complexes . . . . .	64
3.3 Densité de couple sous champ complexe . . . . .	66
3.3.1 Cas d'un vortex optique de phase . . . . .	66

---

3.3.2	Cas d'un vortex optique de polarisation . . . . .	68
3.4	Structuration sous l'effet d'un vortex de phase . . . . .	68
3.4.1	Considérations expérimentales . . . . .	68
3.4.2	Cas d'une polarisation circulaire . . . . .	71
3.4.3	Cas d'une polarisation linéaire . . . . .	72
3.5	Structuration sous vortex de polarisation . . . . .	73
3.6	Discussions . . . . .	74
<b>4</b>	<b>Effets auto-induits en présence de réorientation topologique</b>	<b>77</b>
4.1	Génération de vortex optique au repos . . . . .	78
4.2	Interaction spin orbite nonlinéaire . . . . .	80
4.3	Précession de vortex auto-induite . . . . .	85
4.3.1	Mise en évidence expérimental . . . . .	86
4.3.2	Caractéristiques du phénomène . . . . .	89
4.3.3	Précession et transfert de moment angulaire . . . . .	91
4.3.4	Identification d'un spin Hall nonlinéaire . . . . .	93
4.3.5	Extension à une excitation sous vortex . . . . .	95
	<b>Conclusion</b>	<b>97</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>103</b>

---

# Introduction générale

---

De manière générale, la matière se présente sous différents états. En particulier, on distingue la phase cristalline, caractérisée par un ordre orientationnel<sup>1</sup> et positionnel, des phases liquide ou gazeuse, associées à un désordre orientationnel et positionnel. A mi-chemin entre les cristaux et les liquides, les cristaux liquides correspondent à un état intermédiaire de la matière doté d'un ordre orientationnel (dont la nature dépend de la phase considérée) et d'un désordre positionnel. Comme l'a compris Friedel [1], les cristaux liquides sont des états à part entière de la matière, dont l'existence est définie sur une gamme donnée d'un paramètre tel que la température pour les cristaux liquides thermotropes ou la concentration pour les cristaux liquides lyotropes. C'est pour cette raison que Friedel a introduit la notion d'états mésomorphes en 1922 [1]. Comme cela a été traité dans de nombreux livres [2, 3], il existe différentes classes de cristaux liquides (thermotropes, lyotropes, ...) et une grande variété de phases pour chacune d'elles (nématiques, smectiques, ...). En particulier, dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes restreints au cas d'un cristal liquide thermotrope en phase nématique.

Une caractéristique essentielle des cristaux liquides nématiques est l'existence d'un ordre orientationnel à longue portée : les molécules qui le constituent peuvent être généralement vues, de manière simpliste, comme des bâtonnets ayant tendance à s'orienter parallèlement les uns aux autres. Dans une description de type milieux continus, l'état orientationnel (qui dépend à priori du temps et de l'espace) d'un nématique est donc donné par un champ de vecteur  $\mathbf{n}$ , appelé directeur. Ce vecteur unitaire indique l'orientation moyenne locale des molécules. Pour un milieu apolaire, ce qui sera notre cas en pratique, les directions  $\mathbf{n}$  et  $-\mathbf{n}$  sont équivalentes.

---

1. Si tant est qu'une orientation puisse être associée à ses constituants élémentaires.

Un nématique est un liquide viscoélastique dont le comportement rhéologique est complexe mais toutefois bien décrit [2]. En particulier, les déformations du champ de directeur sont décrites en volume comme une combinaison de différents modes de déformation dits en éventail, de torsion et de flexion. Ces modes sont respectivement associés à des constantes élastiques distinctes, les constantes de Frank  $K_1$ ,  $K_2$  et  $K_3$  dont l'ordre de grandeur, pour les matériaux utilisés à température ambiante, est  $K = 10$  pN. La possible existence d'écoulements sera complètement négligée dans notre cas.

Enfin, une propriété clé des nématiques pour ce travail, où la contrainte appliquée est de nature optique, est son anisotropie diélectrique. Les nématiques utilisés seront décrits comme des diélectriques anisotropes uniaxes transparents. Une propriété donnée (susceptibilité, permittivité, indice de réfraction, ...) sera donc associée à un jeu de deux valeurs : celle parallèle au directeur et celle perpendiculaire à celui-ci, indexées respectivement à l'aide des symboles  $\parallel$  et  $\perp$ .

L'objet de ce travail de thèse est l'étude détaillée des conséquences matérielles et ondulatoires de l'application d'un champ lumineux (en pratique, un faisceau laser) sur l'orientation d'un cristal liquide nématique dans un cadre bien particulier, dénommé "la réorientation optique topologique", qui sera introduite dans la dernière section de ce chapitre. Concrètement, la géométrie d'interaction lumière-matière utilisée correspond à celle illustrée dans la Fig. 1 :

- un film nématique d'épaisseur  $L$  avec des conditions aux limites pour l'orientation du directeur qui correspondent à un ancrage perpendiculaire<sup>2</sup> aux substrats de verres qui définissent le film (on parle de film homéotrope).
- un faisceau laser (de longueur d'onde  $\lambda = 532\text{nm}$ ) à incidence normale sur le film et dont les distributions d'intensité, de phase et de polarisation dépendent des expériences considérées.

---

2. En pratique, l'ancrage est supposé fort (c'est à dire que quelle que soit l'excitation exercée sur le système, l'ancrage n'est pas modifié) et a été obtenu grâce à deux méthodes. La première consiste à déposer une monocouche de surfactant (CTAB) sur les substrats de verre. La deuxième consiste à déposer une couche de polymère approprié (polyimide) grâce à la technique d'enduction centrifuge (ou spin coating) sur les substrats de verre.

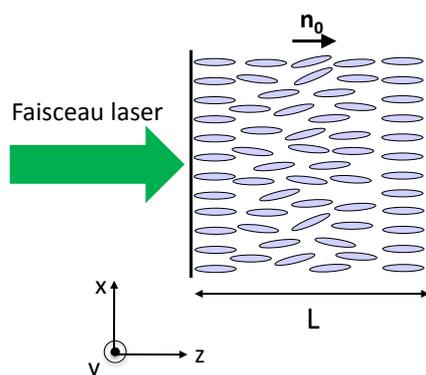


FIGURE 1 – *Illustration de la géométrie d'interaction entre une onde lumineuse et un film de cristal liquide nématique avec un ancrage homéotrope. Les bâtonnets représentent l'orientation moyenne locale des molécules, définie par le champ de directeur  $\mathbf{n}$ . Au repos (en l'absence de sollicitation laser), on a donc  $\mathbf{n} = \mathbf{n}_0 = \mathbf{u}_z$  où  $(\mathbf{u}_x, \mathbf{u}_y, \mathbf{u}_z)$  est la base cartésienne orthonormée avec  $z$  la direction de propagation de l'onde incidente. Toutefois, même au repos, on note en pratique l'existence de fluctuations d'orientation du directeur d'origine thermique.*

Enfin, sauf indication contraire, l'échantillon utilisé est un film homéotrope d'épaisseur  $L = 57\mu\text{m}$  fabriqué à partir du mélange commercial E7. Ce matériau se présente sous la phase nématique à température ambiante, température à laquelle se sont déroulées toutes les expériences présentées dans ce manuscrit.

Le système d'étude étant optiquement anisotrope, la lumière peut exercer sur celui-ci un couple (diélectrique) à même de réorienter le champ de directeur ( $\mathbf{n} \neq \mathbf{n}_0$ ), qui, à son tour, influencera l'action de la lumière sur celui-ci (mécanisme de rétroaction). Dans ce qui suit, nous allons décrire tout d'abord le principe de réorientation optique tel qu'il a été majoritairement étudié depuis le début des années 1980. Ensuite, on introduira le concept de réorientation optique topologique.

## Couple diélectrique et réorientation optique

Soit un champ  $\mathbf{E}$  appliqué sur un nématique et  $\mathbf{P}$  la polarisation induite. Il s'exerce alors une densité de couple diélectrique par unité de volume  $\mathbf{\Gamma}$ , qui s'exprime comme :

$$\mathbf{\Gamma} = \mathbf{P} \times \mathbf{E} \quad (1)$$

Pour un champ oscillant à la fréquence  $\omega$ , la densité de couple oscille. Pour savoir si la réponse du milieu oscille elle aussi, il faut comparer la période du champ au temps de relaxation élastique  $\tau$  du cristal liquide donné par la formule [3] :

$$\tau = \frac{\gamma_1 L^2}{\pi^2 K_3} \quad (2)$$

où  $\gamma_1$  est la viscosité rotationnelle. Pour les matériaux utilisés lors de cette étude,  $\gamma_1 \sim 0.1 \text{Pa.s}$ ,  $L = 10 - 100 \mu\text{m}$  et  $K_3 \sim 10 \text{pN}$ . Autrement dit,  $\tau \sim 0.1 - 10 \text{s}$ .

Si  $\omega\tau \gg 1$ , on pourra donc considérer que le matériau "ne suit pas" l'oscillation du couple appliqué et répond à sa valeur temporelle moyenne. C'est typiquement le cas pour les champs électriques quasistatiques oscillants à des fréquences supérieures au kHz, donc évidemment pour des champs optiques. En utilisant la notation complexe pour les champs, on retiendra donc l'expression suivante pour la densité de couple :

$$\mathbf{\Gamma} = \frac{1}{2} \Re(\mathbf{P}^* \times \mathbf{E}) \quad (3)$$

avec  $\Re$  la partie réelle.

Le nématique étant un milieu diélectrique uniaxe, la polarisation induite s'écrit en fonction du tenseur de susceptibilité diélectrique  $\overline{\overline{\chi}}$  dans la base propre du directeur  $(x', y', z')$ , avec l'axe  $z'$  orienté selon  $\mathbf{n}$ , comme :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \overline{\overline{\chi}} \mathbf{E} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} \chi_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{\parallel} \end{pmatrix} \mathbf{E} \quad (4)$$

avec  $\epsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide et  $\chi_{\perp}$  et  $\chi_{\parallel}$  les valeurs de la susceptibilité diélectrique respectivement perpendiculaire et parallèle au directeur.

En développant le champ  $\mathbf{E}$  sur la base propre du directeur,  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\perp} + (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}) \mathbf{n}$ ,

le couple se réécrit à l'aide des Eqs.(3) et (4) :

$$\mathbf{\Gamma} = \frac{\epsilon_0}{2}(\chi_{\parallel} - \chi_{\perp})\Re[(\mathbf{n}\cdot\mathbf{E}^*)(\mathbf{n} \times \mathbf{E})] \quad (5)$$

$$(6)$$

En introduisant l'anisotropie de la permittivité diélectrique relative  $\epsilon_a = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp} = 1 + \chi_{\parallel} - (1 + \chi_{\perp}) = \chi_{\parallel} - \chi_{\perp}$ , la densité de couple diélectrique s'exprime comme :

$$\mathbf{\Gamma} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_a}{2}\Re[(\mathbf{n}\cdot\mathbf{E}^*)(\mathbf{n} \times \mathbf{E})] \quad (7)$$

D'après cette équation, on en déduit que la densité de couple exercée sur le film nématique homéotrope au repos est nulle dans le cas d'une onde plane ou à incidence normale dans le cadre d'une description paraxiale puisqu'on a alors  $\mathbf{E}\cdot\mathbf{n} = 0$ . On pourrait a priori en conclure qu'il n'y a pas de réorientation possible pour le cristal liquide. Cependant, l'expérience prouve le contraire. Pour l'expliquer, il suffit de se rappeler qu'il existe, même au repos, des fluctuations d'origine thermique (Fig. 2(a)). Autrement dit, à une fluctuation du directeur donnée dans l'état au repos,  $\delta\mathbf{n} = \mathbf{n} - \mathbf{n}_0$ , est associée une densité de couple diélectrique optique qui s'écrit au premier ordre en  $\delta\mathbf{n}$  comme  $\delta\mathbf{\Gamma} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_a}{2}\Re[(\delta\mathbf{n}\cdot\mathbf{E}^*)(\mathbf{u}_z \times \mathbf{E})]$ . Ce couple tend donc à amplifier la fluctuation d'orientation qui lui a donné naissance, comme cela est illustré en Fig. 2(b). Reste à savoir si cette sollicitation donne lieu à une réorientation de moyenne non nulle. Pour cela, il faut considérer la réponse du milieu : l'apparition d'une densité de couple élastique, dont l'amplitude est fixée pour une amplitude de réorientation  $\delta\mathbf{n}$  donnée, et qui tend à relaxer la fluctuation d'orientation (couple de rappel). Le couple optique étant proportionnel à l'intensité, son amplitude sera nécessairement supérieure à celle du couple élastique au-dessus d'une intensité seuil, au-delà de laquelle une fluctuation sera donc amplifiée, Fig. 2(c). C'est le phénomène appelé transition de Fréedericksz optique. La figure Fig. 3(a) illustre la démonstration originale de Zolot'ko et al. [4], qui ont mis en évidence pour la première fois la réorientation optique d'un film homéotrope par un faisceau laser gaussien polarisé linéairement. La démonstration a consisté à observer les modifications de la structure spatiale du faisceau laser à la traversée de l'échantillon en fonction de la puissance laser incidente. Ces modifications apparaissent au-dessus d'un seuil, qui correspond à une intensité lumineuse dont l'expression la plus simple s'obtient dans l'hypothèse d'une onde

plane incidente. Une approche variationnelle conduit alors à l'expression suivante pour l'intensité seuil de Fréedericksz [5] :  $I_{F,lin} = \frac{\pi^2}{L^2} \frac{\sqrt{cK_3}}{n_{\perp}(1-n_{\perp}^2/n_{\parallel}^2)}$  avec  $c = 3.10^8 \text{m/s}$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $n_{\parallel,\perp}$  les indices de réfraction respectivement parallèle et perpendiculaire à l'axe optique. En pratique, on a typiquement des intensités seuil de l'ordre de  $1 - 10 \text{kW/cm}^2$ .

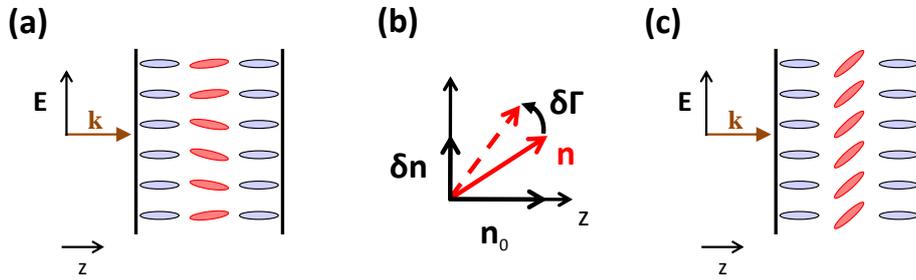


FIGURE 2 – Illustration de la réorientation d'un film nématique homéotrope par une onde plane polarisée linéairement à incidence normale (a) en dessous et (c) au-dessus du seuil de Fréedericksz optique. (b) Tendance à l'amplification d'une fluctuation d'orientation autour de l'état au repos,  $\delta \mathbf{n} = \mathbf{n} - \mathbf{n}_0$ , via le couple optique  $\delta \Gamma$ .

L'expérience de base menée par Zolot'ko et al. consiste à observer la divergence spontanée du faisceau de sortie, comme cela est illustré dans Fig. 3(b). Ce phénomène est une conséquence de l'extension spatiale finie du faisceau lumineux qui donne naissance à une automodulation de phase dans le plan transverse à la direction de propagation de l'onde (les profils du front d'onde sont montrés dans les insets Fig. 3(a)). In fine, cela conduit à l'apparition d'anneaux concentriques en champ lointain [6], dont le nombre  $N$  correspond typiquement à un déphasage induit de  $2\pi N$  sur l'axe du faisceau.

A priori, on peut s'attendre à une réorientation pour tout état de polarisation, ce qui est le cas en pratique. Cependant, la valeur du seuil dépend de la polarisation. En effet, si on décompose le champ en deux composantes : extraordinaire (le champ électrique est dans le plan défini par le directeur  $\mathbf{n}$  et la direction de propagation  $\mathbf{k}$ ) et ordinaire (le champ électrique est perpendiculaire au plan  $(\mathbf{n}, \mathbf{k})$ ), on se rend compte que l'équation Eq. (7) implique que le couple

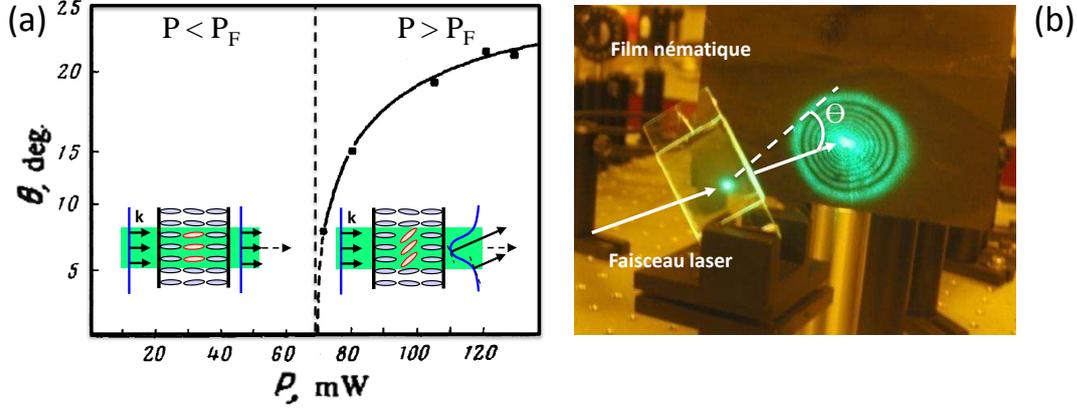


FIGURE 3 – (a) Angle de divergence  $\theta$  du faisceau transmis en fonction de la puissance d’un faisceau laser polarisé linéairement à incidence normale, tiré de la Ref.[4]. Insets : Evolution du front d’onde (en bleu) au cours de la traversée du milieu en dessous et au-dessus du seuil de Fréedericksz. (b) Illustration du phénomène spectaculaire de l’automodulation de phase au-dessus du seuil de la transition de Fréedericksz.

est induit uniquement par la composante extraordinaire du champ. Ainsi, si on prend l’exemple d’une onde polarisée circulairement, le champ électrique incident sur le film se décompose équitablement en une composante extraordinaire et une composante ordinaire. L’intensité seuil de Fréedericksz dans le cas d’une onde polarisée circulairement sera donc deux fois plus grande que dans le cas d’une onde polarisée linéairement :  $I_{F,circ} = 2 I_{F,lin}$ . Le seuil de Fréedericksz dépend aussi de la distribution spatiale de l’intensité du faisceau comme cela a été identifié dans le cas d’un faisceau gaussien axisymétrique peu après la découverte de la transition de Fréedericksz optique [5, 7] et revisité plus tard [8, 9].

Le comportement au-dessus du seuil dépend lui aussi de l’état de polarisation de l’onde incidente et de la distribution d’intensité du faisceau incident. Dans le cas général d’une polarisation elliptique, une succession bien définie de régimes dynamiques distincts a été mis en évidence [10, 11, 12] et un modèle complet exact (dans le cadre le cadre d’une description de type onde plane) a été obtenu [12].

Le cas d’une onde polarisée circulairement mérite un commentaire particulier. En effet, il a permis de mettre expérimentalement en évidence le transfert de moment

angulaire de spin de la lumière à la matière, qui conduit à un phénomène de précession collective du directeur autour de la direction de propagation du faisceau excitateur [13, 14]. D'autres régimes dynamiques ont été par la suite identifiés [15, 9] et un traitement complet (toujours dans le cadre d'une description de la propagation du champ de type onde plane) avec [16] ou sans [17] la prise en compte d'effets hydrodynamiques dits de "backflow" (le champ de directeur et le champ des vitesses sont en effet a priori couplés) a été effectué. Plus récemment, un traitement plus complet prenant en compte le profil d'intensité de l'onde incidente a été élaboré [18] et a permis de décrire le problème de la transition de Fréedericksz dans des conditions réalistes. La richesse des comportements dynamiques observés reste malgré tout hors d'atteinte des développements théoriques actuels [18], comme c'est le cas pour le phénomène de rotation chaotique [9].

Le cadre général de ce travail de thèse consiste à revisiter le problème de la réorientation optique d'un film nématique tel que représenté dans la Fig. 1, avec un nouveau regard. En effet, jusqu'à très récemment, la composante longitudinale du champ lumineux incident (en l'absence de réorientation) a été ignorée. Cependant, la prise en compte de celle-ci ouvre la porte à un nouveau type de réorientation optique, comme nous allons le décrire dans la section suivante.

## Réorientation optique topologique

Considérons le cas d'un faisceau gaussien incident sur un film de cristal liquide homéotrope (Fig. 4).

En l'absence de sollicitation laser et en négligeant les fluctuations orientationnelles ( $\mathbf{n} = \mathbf{e}_z$ ), la densité de couple optique sur le système au repos Eq. (7) s'exprime comme :

$$\Gamma = \frac{\epsilon_0 \epsilon_a}{2} \Re[E_z^* (\mathbf{u}_z \times \mathbf{E}_\perp)] \quad (8)$$

avec  $E_z$  et  $E_\perp$  les composantes respectivement longitudinale et transverse du champ. A priori, la densité de couple est non nulle contrairement au cas de l'onde plane, où  $E_z = 0$ . Dans le système de coordonnées cylindriques  $(r, \phi, z)$  de

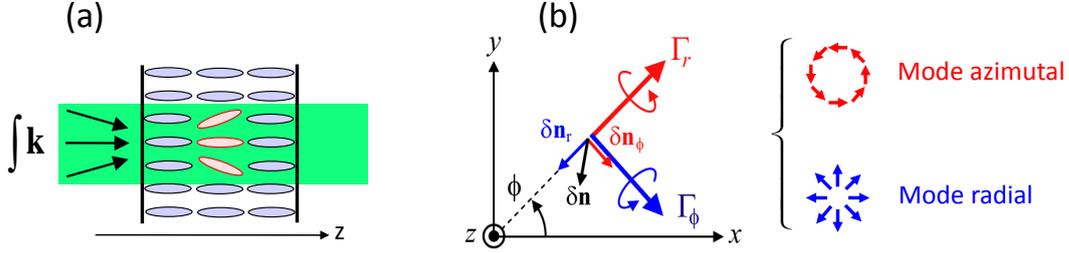


FIGURE 4 – (a) Illustration de la réorientation du cristal liquide tenant compte de l’existence d’une composante longitudinale du champ pour un faisceau réel. (b) Composantes radiale ( $\Gamma_r$ ) et azimuthale ( $\Gamma_\phi$ ) du couple optique qui conduisent respectivement à une réorientation azimuthale ( $\delta n_\phi$ ) et radiale ( $\delta n_r$ ) du directeur.

base orthonormée ( $\mathbf{u}_r, \mathbf{u}_\phi, \mathbf{u}_z$ ), la densité de couple s’écrit :

$$\mathbf{\Gamma} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_a}{2} \Im[-E_z^* E_\phi \mathbf{u}_r + E_z^* E_r \mathbf{u}_\phi] \quad (9)$$

$$= \Gamma_r \mathbf{u}_r + \Gamma_\phi \mathbf{u}_\phi \quad (10)$$

Ce résultat laisse donc présager la possibilité d’une réorientation sans seuil associée à différents modes de réorientation (radial et azimuthal) comme cela est illustré sur la Fig. 4. Le champ de directeur étant continu partout, ces modes de réorientation sont associés à un défaut non singulier d’orientation : la projection du directeur dans le plan  $(x, y)$ ,  $\delta \mathbf{n}_\perp$ , effectue en effet une rotation de  $2\pi$  le long d’un circuit fermé autour de l’axe  $z$ . Pour cette raison, on introduit la notion de réorientation “topologique”, qui a été récemment prédite et observée dans le cas d’une onde polarisée circulairement [19, 20]. Dans ce cas, l’existence de déformations élastiques chirales (superposition des modes radial et azimuthal) a été mis en évidence [19]. Il a aussi été proposé d’utiliser la réorientation optique topologique pour la génération de faisceaux possédant une singularité de phase (plus communément appelés vortex optiques), ce qui a été réalisé expérimentalement et décrit quantitativement [21].

C’est dans ce contexte qu’a débuté ce travail de thèse, dont les motivations et les principaux objectifs sont présentés dans la section suivante. Evidemment, on note qu’à la suite des premiers travaux mentionnés ci-dessus [19, 20, 21], d’autres

travaux ont été réalisés dans différents groupes. Ces travaux seront discutés au regard des résultats obtenus durant cette thèse dans les chapitres correspondants.

## Motivation et objectifs

- Comme cela a été mentionné dans les sections précédentes, les études menées de 1980 à 2009 sur la réorientation optique sous champ gaussien rapportent uniquement le cas de réorientation optique “régulière” (par opposition à “topologique”). Or, un faisceau gaussien peut aussi induire une réorientation topologique. L’existence de ces deux types de réorientation qualitativement différents reste surprenante : quel est le critère pratique permettant d’induire l’un ou l’autre de ces phénomènes ? Ce point sera élucidé dans le chap. 1.
- Les premiers travaux théoriques et expérimentaux sur la réorientation optique topologique ont été menés dans le cas d’une polarisation circulaire [19, 20, 21]. De manière générale, quel est le rôle de l’état de polarisation ? De plus, si l’existence de la réorientation optique topologique a été démontrée expérimentalement sans ambiguïté, le profil spatial de réorientation n’a quant à lui pas été mesuré quantitativement alors que le modèle développé suppose, sur la base de l’analyse de la distribution spatiale de la densité de couple [19, 20], un profil non uniforme de réorientation bien défini. Dans quelle mesure l’expérience confirme-t-elle cela ? Peut-on observer directement l’existence des modes de réorientation radial et azimutal ? Dans quelle mesure ces modes dépendent-ils de l’état de polarisation incident ? Tous ces points seront traités dans le chap. 2.
- Si un faisceau gaussien, dont les distributions spatiales transverses d’amplitude et de phase sont régulières et continues, peut structurer la matière de manière topologique, qu’en est-il lorsque le faisceau excitateur lui-même contient des défauts ? Y-a-t-il une signature topologique de la topologie de l’onde excitatrice dans la réponse du système ? La réorientation topologique en présence de singularités de phase et de polarisation dans l’onde d’excitation seront explorés dans le chap. 3.

- Sachant qu'il est possible de générer, via une réorientation topologique, des vortex optiques pour un faisceau sonde [21], qu'en est-il pour le faisceau pompe lui-même ? Aussi, comme on l'a présenté dans la section , la réponse non linéaire d'un film nématique à une onde polarisée circulairement est une dynamique de précession du directeur. Qu'advient-il de cette précession à seuil dans le cas de la réorientation topologique ? Nous apporterons des éléments de réponse à ces questions dans le chap. 4.



# Réorientation optique régulière ou topologique ?

Comme nous l'avons vu lors du chapitre d'introduction, un faisceau lumineux incident perpendiculairement à un film de cristal liquide nématique homéotrope (la direction de propagation de l'onde définit l'axe  $z$ ) peut conduire à une réorientation du champ de directeur. En pratique, deux types de réorientation qualitativement différents ont été observés expérimentalement : (i) la réorientation optique “régulière” et (ii) la réorientation optique “topologique”.

La réorientation optique régulière résulte de l'amplification d'une fluctuation orientationnelle d'origine thermique (associée à un angle caractéristique non nul du tilt du directeur,  $\theta_T \neq 0$ ) au-dessus d'un seuil en intensité lumineuse. Elle peut se décrire dans le cadre de l'onde plane ou d'un faisceau en régime paraxial (en négligeant la composante longitudinale du champ), donc avec  $E_z = 0$ , et conduit à un champ de directeur continu sans signature topologique. Au contraire, la réorientation optique topologique n'a pas de seuil en intensité. Sa description nécessite la prise en compte de l'existence d'une composante longitudinale du champ non nulle (aussi modeste soit-elle),  $E_z \neq 0$ , et peut se passer de la prise en compte des fluctuations thermiques ( $\theta_T = 0$ ). Enfin, ce type de réorientation conduit à un champ de directeur continu mais associé à un défaut topologique : la circulation de l'orientation du directeur le long d'un circuit fermé autour de l'axe de propagation du faisceau excitateur est non nulle.

Etablir le lien entre ces deux types de réorientation est l'objet de ce chapitre. Pour y parvenir, il est utile de se rappeler que la réorientation régulière correspond à  $\{\theta_T \neq 0, E_z = 0\}$  alors que la réorientation topologique correspond à  $\{\theta_T = 0,$

$E_z \neq 0$ }. En effet, comme la réalité correspond toujours à  $\{\theta_T \neq 0, E_z \neq 0\}$ , une description globale se doit donc de prendre en compte à la fois l'existence de fluctuations thermiques et d'une composante longitudinale du champ. Ceci est résumé de manière illustrée dans la Fig.1.1 où l'angle caractéristique  $\theta_0$  associé à  $E_z \neq 0$  est introduit.

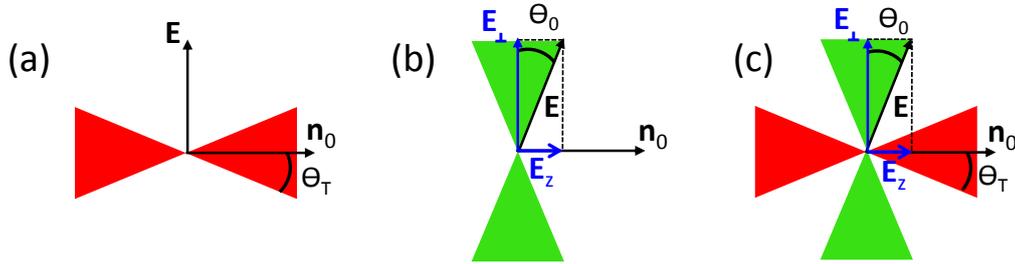


FIGURE 1.1 – Schéma illustrant (a) le cône des fluctuations thermiques du directeur  $\mathbf{n}_0$  du film nématique au repos, associées à l'angle caractéristique  $\theta_T$ , à l'origine de la réorientation régulière à seuil; (b) le cône associé à une composante longitudinale  $E_z$  non nulle du champ électrique, caractérisé par l'angle  $\theta_0$ , à l'origine de la réorientation topologique sans seuil; (c) les conditions réelles où ces deux angles caractéristiques coexistent.

Nous avons donc a priori deux paramètres expérimentaux de contrôle :  $\theta_0$  et  $\theta_T$ . Comme  $\theta_0$  est relié à la divergence du faisceau lumineux, on a à disposition un paramètre expérimental facilement contrôlable. On va donc caractériser expérimentalement la nature de la réorientation en fonction de  $\theta_0$  à  $\theta_T$  constant, soit en pratique à température ambiante. L'apparition de deux types de réorientation sera ensuite discutée en comparant la valeur caractéristique de  $\theta_0$  permettant de les différencier à la valeur estimée de  $\theta_T$ .

Notons que l'expérience consistant à faire varier  $\theta_T$  à  $\theta_0$  fixé, même si elle est réalisable sur le papier, est plus délicate. En effet, pour observer un changement significatif de  $\theta_T$ , on peut penser à se rapprocher de manière contrôlée de la transition nématique-isotrope, mais cette option est bien plus contraignante expérimentalement.

Une autre approche pourrait consister à appliquer un champ électrique quasistatique aux bornes d'un film nématique possédant une anisotropie de la permittivité

diélectrique relative négative. En effet, ce champ induirait une amplification des fluctuations orientationnelles à l'approche de la transition de Fréedericksz électrique. On serait alors confronté à une problématique de contrôle de précision d'un paramètre expérimental au voisinage d'un comportement à seuil, ce qui est délicat en pratique.

Pour cette raison, nous allons nous placer à amplitude de fluctuation fixée et nous ferons varier la divergence du faisceau gaussien incident définie dans ce qui suit par l'angle  $\theta_0$ .

## 1.1 Principe de l'expérience

Le principe de l'expérience consiste à placer un film de cristal liquide nématique homéotrope perpendiculairement à un faisceau gaussien dont la divergence est contrôlée et à observer les caractéristiques (intensité, polarisation) du faisceau à la sortie de l'échantillon. Pour cela, on utilisera le montage présenté Fig. 1.2.

Nous avons utilisé un laser travaillant à une longueur d'onde  $\lambda = 532\text{nm}$  de puissance de sortie ajustable que nous avons étalonnée grâce à un puissance-mètre placé à l'emplacement du cristal liquide, en tenant compte de la réflexion de Fresnel au passage air/verre à l'entrée de l'échantillon (la puissance dans le cristal liquide correspond à  $\sim 96\%$  de celle mesurée juste avant l'échantillon). Les mesures correspondent à la moyenne des valeurs obtenues lors d'une acquisition de 2min avec une fréquence d'échantillonnage de 2Hz, procédure qui a été utilisée pour toutes les mesures de puissance.

L'état de polarisation du faisceau incident sur l'échantillon est contrôlé à l'aide d'un polariseur  $P$  et d'une lame à retard  $R$ . Pour obtenir une polarisation circulaire gauche ou droite, on place l'axe lent d'une lame quart d'onde à  $\pm 45^\circ$  de l'axe passant du polariseur. Pour obtenir une polarisation linéaire, on utilise une lame demi-onde dont l'orientation permet d'ajuster le plan de polarisation.

Le faisceau est ensuite focalisé à l'aide d'une lentille plano-convexe ou d'un objectif de microscope. La nature gaussienne du profil d'intensité du faisceau incident a été vérifiée expérimentalement en imageant le faisceau à l'aide d'une

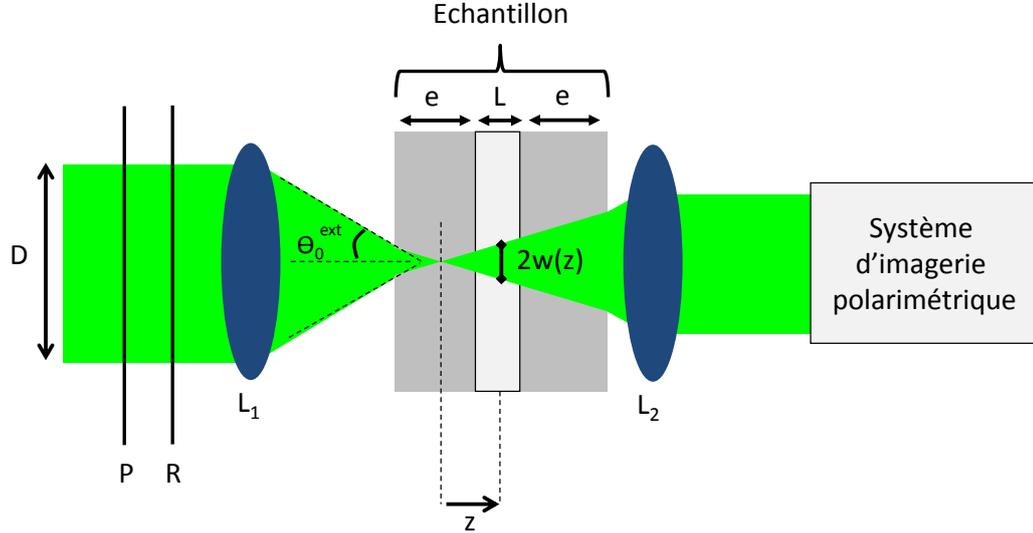


FIGURE 1.2 – Illustration du montage expérimental. La polarisation du faisceau incident est contrôlée à l'aide d'un polariseur  $P$  et d'une lame à retard  $R$ . Le faisceau laser de diamètre caractéristique  $D$  est ensuite focalisé à l'aide de la lentille  $L_1$  sur un échantillon placé à une distance  $z$  du foyer. L'échantillon se compose d'un film d'épaisseur  $L$  de cristal liquide nématique homéotrope placé entre deux lames de verres d'épaisseur  $e \sim 1\text{mm}$ . Les caractéristiques du faisceau recollimé à l'aide de la lentille  $L_2$  sont ensuite étudiées grâce à une caméra polarimétrique.

caméra. Après centrage et moyennage azimutal du profil d'intensité, on obtient en effet un ajustement radial par une gaussienne de qualité raisonnable (Fig. 1.3). On se passera donc en pratique de filtrer spatialement le faisceau laser incident.

La divergence  $\theta_0^{ext}$  du faisceau incident après  $L_1$  est quant à elle ajustée en modifiant (i) soit le diamètre  $D$  du faisceau incident sur  $L_1$ , (ii) soit la focale de  $L_1$ . Sa détermination se fait en mesurant la dépendance du waist du faisceau gaussien (à l'extérieur de l'échantillon) en fonction de la distance de propagation suffisamment loin de la zone de Rayleigh. Dans ce cas on a une dépendance linéaire dont la pente est donnée par  $\tan \theta_0^{ext}$ . On en déduit alors la divergence  $\theta_0$  du faisceau dans l'échantillon en tenant compte de la réfraction et de la focalisation modérée en pratique ( $\theta_0 < 10^\circ$ ) :  $\theta_0 \approx \theta_0^{ext}/n_\perp$ .

Le cristal liquide est placé ensuite à une distance  $z$  du foyer du faisceau. Pour déterminer la position  $z = 0$  correspondant au foyer du faisceau, l'échantillon de cristal liquide est placé sur une platine de translation et déplacé selon l'axe  $z$  :

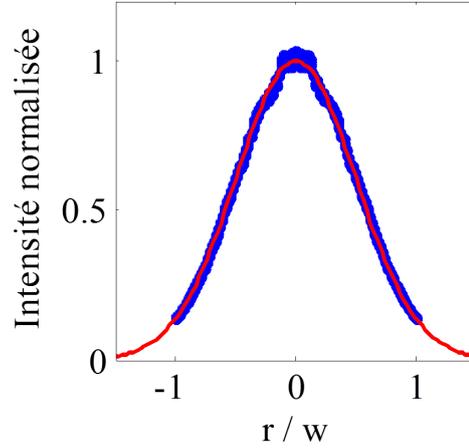


FIGURE 1.3 – Profil 2D de l'intensité expérimentale du faisceau (en bleu) et meilleur fit gaussien associé à cette mesure.

la position  $z = 0$  correspondant au cas où on observe une réorientation maximale à puissance incidente constante (la précision est de l'ordre de  $10\mu\text{m}$ ). En effet, à puissance constante, plus le waist du faisceau  $w(z)$  au niveau du film nématique est petit, plus la réponse du système est importante [17].

Après avoir traversé l'échantillon, le faisceau est recollimé à l'aide d'une lentille  $L_2$  et analysé grâce à une caméra polarimétrique commerciale [22]. On a ainsi directement accès à la distribution spatiale de plusieurs grandeurs physiques telles que l'intensité totale, l'azimut  $\psi$  et l'ellipticité  $\chi$  de l'ellipse de polarisation, et le degré de polarisation circulaire (DOCP) défini comme  $DOCP = |\sin 2\chi|$ .

Lors de notre étude, nous nous sommes restreints à quatre angles de divergences  $\theta_0 = 0.13^\circ, 1.2^\circ, 4.7^\circ$  et  $9.7^\circ$  pour deux états de polarisation incident, linéaire et circulaire. L'échantillon est un film de nématique *E7* d'épaisseur  $L = 57\mu\text{m}$  placé à une distance  $z$  du plan focal de la lentille  $L_1$  telle que le rapport d'aspect adimensionné  $\delta = 2w(z)/L$  est constant quel que soit  $\theta_0$ . En effet, à  $\delta$  et échantillon fixé, la valeur de la puissance seuil de Fréedericksz est constante et vaut dans le cas d'un faisceau polarisé linéairement [7] :

$$P_F^{lin} = (\pi^3/2)(\delta/2 + \sqrt{2}/\pi)^2 cKn_{\parallel}^2/[n_{\perp}(n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2)] \quad (1.1)$$

et dans le cas d'un faisceau polarisé circulairement :

$$P_F^{circ} = 2 P_F^{lin} \quad (1.2)$$

avec  $K$  la constante élastique de Frank dans l'hypothèse d'élasticité isotrope,  $n_{\parallel,\perp}$  l'indice de réfraction parallèle et perpendiculaire au directeur. En utilisant les valeurs  $n_{\parallel} = 1.756$  et  $n_{\perp} = 1.528$  pour la longueur d'onde utilisée  $\lambda = 532\text{nm}$ , à température ambiante  $T = 25^\circ\text{C}$  [23], et  $K = 11.4\text{pN}$  [24], la puissance seuil de Fréedericksz pour  $\delta = 2$ , la valeur retenue lors de nos expériences, vaut  $P_F^{lin} \approx 300\text{mW}$  et  $P_F^{circ} \approx 600\text{mW}$ .

A la suite de la première campagne de mesure, nous avons réalisé que l'utilisation d'un filtre neutre placé entre  $L_2$  et le système d'imagerie est à l'origine d'effets thermiques ayant des conséquences significatives sur l'état du faisceau ne permettant pas de mener à bien notre étude. Pour remédier à ce problème, nous avons utilisé en pratique des coins de verres à incidence quasi normale (angle caractéristique de l'ordre de  $1^\circ$ ) pour limiter la modification de la polarisation du faisceau à la réflexion. On peut ainsi atténuer à volonté la puissance laser arrivant au détecteur (il suffit d'utiliser plusieurs coins de verre) sans contraintes quant aux puissances laser incidentes utilisées.

## 1.2 Cas d'un faisceau polarisé linéairement

### 1.2.1 Analyse en intensité

Pour la plus faible des divergences,  $\theta_0 = 0.13^\circ$ , on note dans le profil spatial de l'intensité totale l'apparition d'anneaux concentriques dans le plan transverse du faisceau (Fig. 1.4(a)) à partir d'une puissance seuil  $P = 1.05 P_F^{lin}$ . La puissance à laquelle ce comportement est observé nous permet d'en déduire que la réorientation est régulière et correspond à la transition de Fréedericksz optique usuelle. A  $\theta_0 = 1.2^\circ$  (Fig. 1.4(b)), le profil spatial d'intensité est gaussien jusqu'à une puissance seuil  $P = 0.98 P_F^{lin}$ . Au dessus de cette puissance, on note l'apparition d'anneaux d'autofocalisation encore plus marqués que ceux observés à très faible divergence. On observe donc encore la signature de la réorientation optique

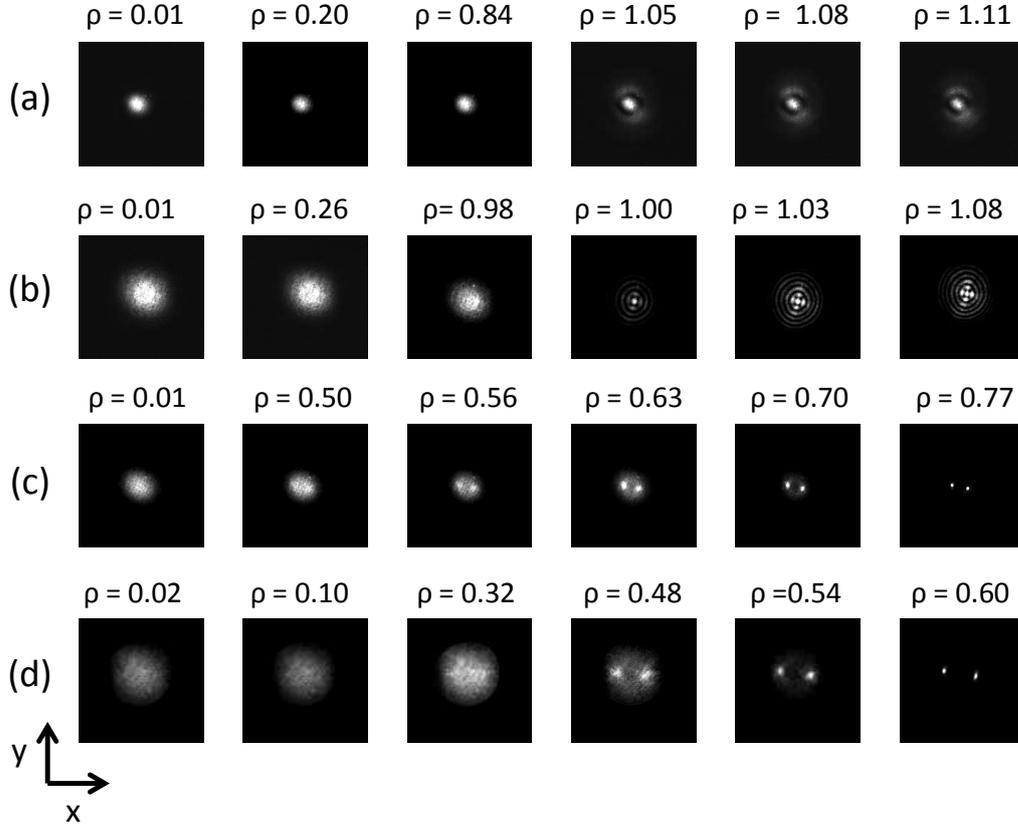


FIGURE 1.4 – Profil d'intensité après le film pour un faisceau gaussien polarisé linéairement selon  $x$  pour  $\delta = 2$  dans le cas de la réorientation optique régulière (a)  $\theta_0 = 0.13^\circ$ , (b)  $1.2^\circ$ , et dans le cas de la réorientation optique topologique (c)  $4.7^\circ$ , (d)  $9.7^\circ$  en fonction de la grandeur normalisée  $\rho = P/P_F^{lin}$ . La réorientation régulière est caractérisée par l'observation en champ lointain d'anneaux concentriques au-dessus du seuil de Fréedericksz qui vaut théoriquement  $P_F^{lin} = 0.3W$ . Dans le cas de la réorientation topologique, deux spots d'autofocalisation apparaissent progressivement et sont alignés selon l'azimut de l'ellipse de polarisation du faisceau incident.

régulière. A  $\theta_0 = 4.7^\circ$  (Fig. 1.4(c)), le profil spatial d'intensité est gaussien à faible puissance. Puis en augmentant la puissance du faisceau, on note une redistribution spatiale de l'énergie du faisceau avec l'apparition progressive en dessous du seuil de Fréedericksz (typiquement observable à partir de  $P = 0.56 P_F^{lin}$ ) de deux spots lumineux d'autofocalisation. A  $\theta_0 = 9.7^\circ$  (Fig. 1.4(c)), on note le même comportement que celui observé à  $\theta_0 = 4.7^\circ$  avec l'apparition progressive lorsque la puissance augmente (typiquement observable à  $P = 0.48 P_F^{lin}$ ) des deux spots

d'autofocalisation. De plus, on note que les deux spots dans le cas  $\theta_0 = 4.7^\circ$  et  $9.7^\circ$  sont alignés dans le plan de polarisation incident, comme cela a été vérifié en changeant l'azimut de la polarisation linéaire incidente. En particulier, le cas d'une polarisation linéaire selon  $y$  est présenté Fig. 1.5.

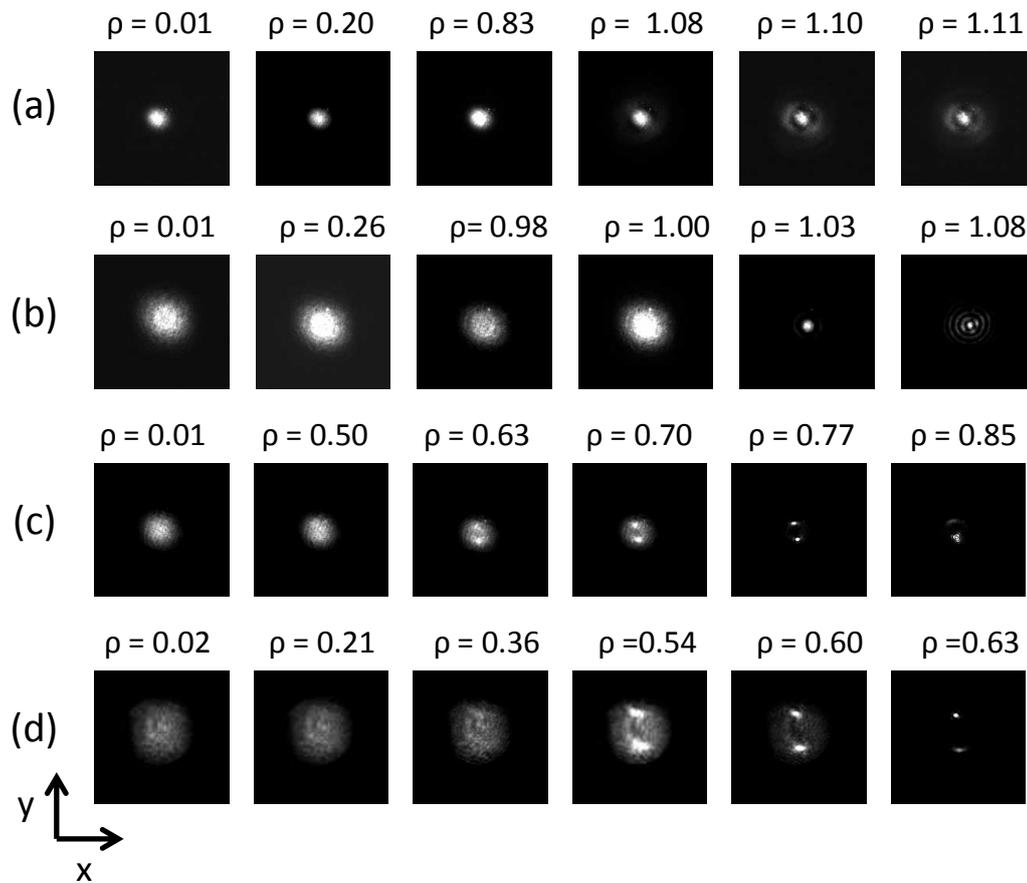


FIGURE 1.5 – Cf. Fig. 1.4 dans le cas d'une polarisation incidente selon  $y$ .

La différence de comportement observée entre d'une part les cas  $\theta_0 = 0.13^\circ$  et  $1.2^\circ$ , et d'autre part les cas  $\theta_0 = 4.7^\circ$  et  $9.7^\circ$  démontre sans ambiguïté l'existence de deux types de réorientations (régulière et topologique) dont l'apparition dépend de la divergence du faisceau incident sur le film.

Dans un deuxième temps, on a étudié l'effet induit sur l'état de polarisation du faisceau à la sortie de l'échantillon notamment en observant le DOCP du faisceau (Fig. 1.6 et Fig. 1.7). C'est l'objet de la section suivante.

### 1.2.2 Analyse en polarisation

Dans le cas  $\theta_0 = 0.13^\circ$  et  $1.2^\circ$ , on observe au dessus d'un seuil en puissance la modification du profil spatial du DOCP, qui reste axisymétrique dans le cas (i) d'une polarisation selon  $x$  (Fig. 1.6(a) et Fig. 1.6(b)) et (ii) d'une polarisation selon  $y$  (Fig. 1.7(a) et Fig. 1.7(b)), signe d'une réorientation collective du directeur dans un plan donné de laquelle résulte l'effet de lentille Kerr avec l'apparition d'anneaux (Fig. 1.4(a) et Fig. 1.4(b)).

Dans les deux cas  $\theta_0 = 4.7^\circ$  et  $9.7^\circ$ , on observe à faible puissance une distribution inhomogène de l'ellipticité de l'ellipse de polarisation (observable à partir du DOCP, voir Fig. 1.6 et Fig. 1.7). C'est la signature qu'une densité de couple inhomogène s'exerce sur le directeur. Lorsque la puissance incidente augmente, on observe une modification du DOCP avec l'apparition progressive, en dessous du seuil en puissance de Fréedericksz, de deux régions de modification alignées selon l'azimut de la polarisation linéaire du faisceau gaussien incident dans le cas d'une polarisation selon  $x$  (Fig. 1.6(c) et Fig. 1.6(d)) et d'une polarisation selon  $y$  (Fig. 1.7(c) et Fig. 1.7(d)). On en déduit l'apparition de deux zones de réorientation du directeur, autrement dit, l'existence de deux lentilles Kerr, qui vont donner naissance à deux spots d'autofocalisation (Fig. 1.4 et Fig. 1.5).

Quelle que soit l'observable analysée (intensité ou polarisation), ces résultats mettent en évidence, dans le cas d'un faisceau exciteur polarisé linéairement, l'existence de deux régimes de réorientation du directeur délimités par un angle caractéristique de divergence du faisceau  $\theta_0^C$  vérifiant  $1.2^\circ < \theta_0^C < 4.7^\circ$ . Dès lors, il est légitime de se poser la question de savoir si  $\theta_0^C$  dépend de l'état de polarisation incident. Ce point est abordé dans la section suivante, en explorant le cas d'une polarisation circulaire.

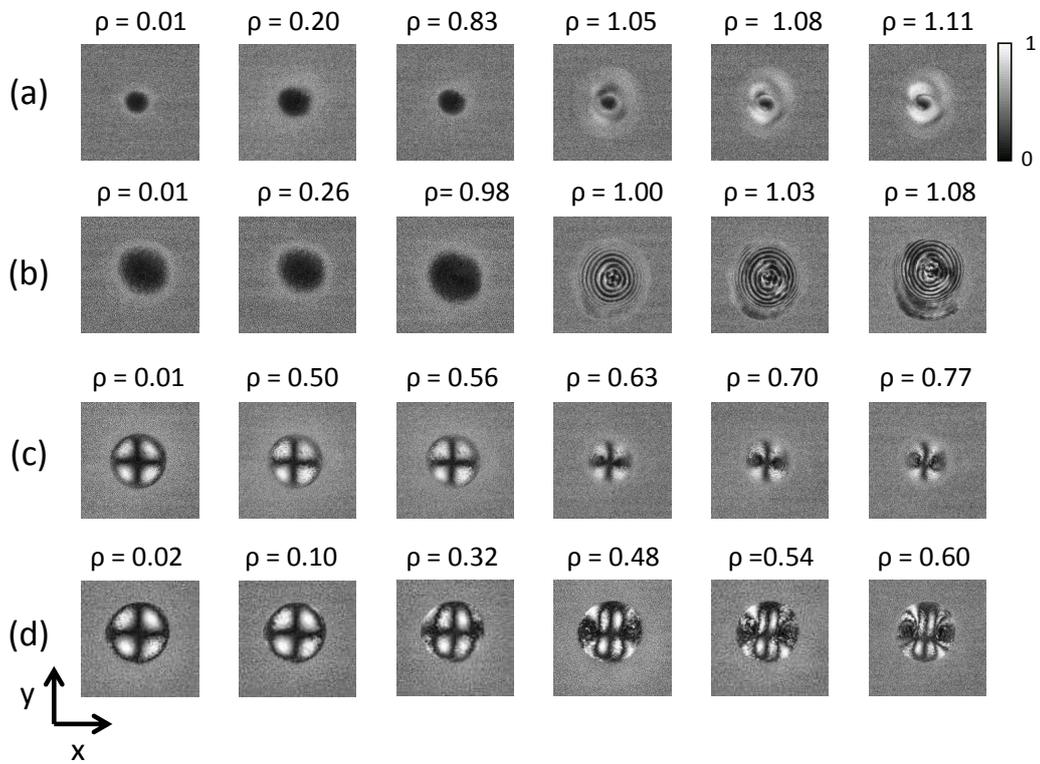
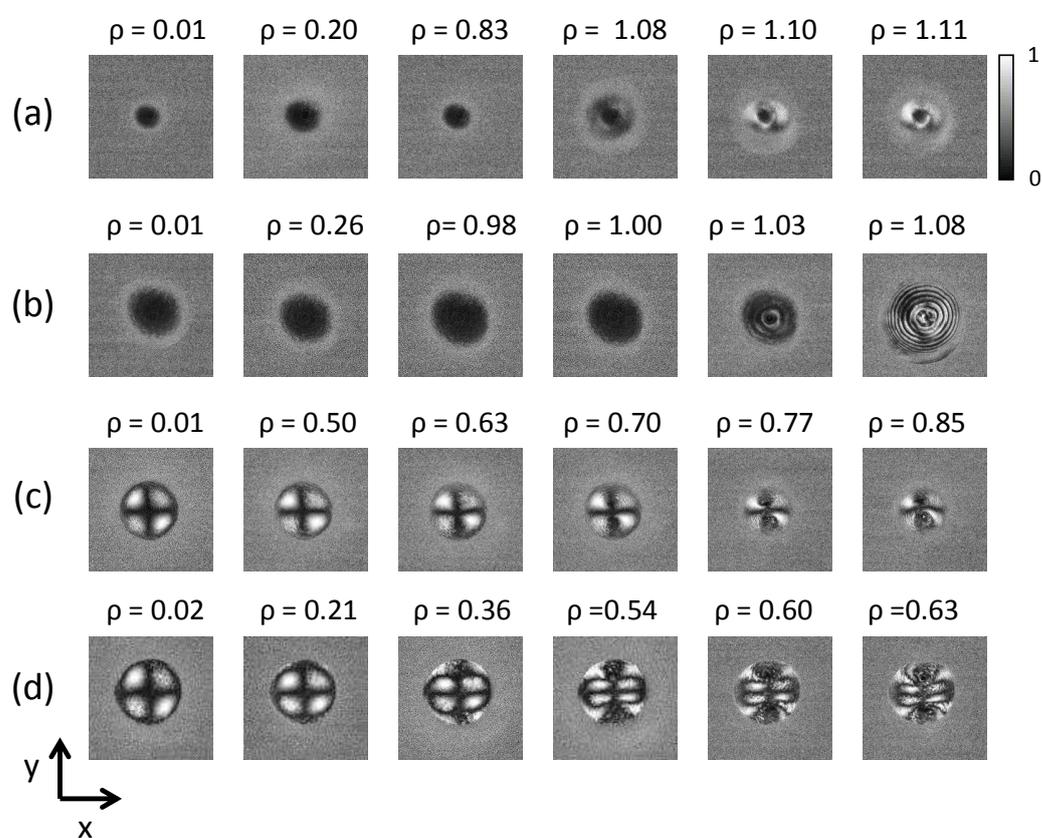


FIGURE 1.6 – Profil spatial du degré de polarisation circulaire dans le cas de la réorientation optique régulière (a)  $\theta_0 = 0.13^\circ$ , (b)  $1.2^\circ$ , et dans le cas de la réorientation optique topologique (c)  $4.7^\circ$ , (d)  $9.7^\circ$  en fonction de la grandeur normalisée  $\rho = P/P_F^{lin}$  sous champ polarisée linéairement selon  $x$ .

FIGURE 1.7 – Cf. Fig. 1.6 dans le cas d'une polarisation incidente selon  $y$ .

### 1.3 Cas d'un faisceau polarisé circulairement

Dans le cas d'un faisceau polarisé circulairement, comme on l'a rappelé dans le chapitre d'introduction, il est connu que la transition de Fréedericksz est associée à une dynamique de précession du directeur [14, 13]. Si il demeure instructif d'analyser la distribution spatiale de l'intensité du champ en sortie de l'échantillon, le DOCP n'est a priori plus une quantité adaptée contrairement au cas d'une polarisation linéaire incidente comme on l'a vu dans la section précédente. En effet, dans le cas de la transition de Fréedericksz usuelle, le DOCP est constant à puissance fixée au voisinage du seuil [17] et ne permet donc pas d'identifier la dynamique de précession du directeur. Pour observer celle-ci, on a utilisé l'azimut  $\psi$  de l'ellipse de polarisation du faisceau à la sortie du cristal liquide.

Dans le cas de la plus faible divergence,  $\theta_0 = 0.13^\circ$ , aucun effet n'est observé en dessous de la valeur théorique estimée  $P \approx P_F^{circ}$  (Fig. 1.8(a)). Au-delà, on note l'apparition d'un spot d'autofocalisation. Concernant la distribution spatiale de  $\psi$ , celle ci est homogène<sup>1</sup> et constante dans le temps en dessous du seuil observé (Fig. 1.8(b)). Au contraire, au-dessus du seuil, sa valeur varie périodiquement dans le temps (Fig. 1.9) avec un temps caractéristique  $T \approx 50$ s, qui est de l'ordre de grandeur de la relaxation élastique [14]. Cette dynamique de précession de l'azimut de l'ellipse de polarisation indique qu'il y a une dynamique de précession collective locale du directeur associée à la réorientation optique régulière. Lorsqu'on modifie la circularité de l'onde polarisé circulairement (Fig. 1.9), on observe que le sens de précession de l'azimut (et donc de précession du directeur) change. En effet, la précession est pilotée par un transfert de moment angulaire de spin de la lumière au cristal liquide, dont le signe est donné par le signe du moment angulaire incident [14].

Dans le cas d'une divergence  $\theta_0 = 1.2^\circ$ , on observe les mêmes profils d'intensité (Fig. 1.8(c)) avec un spot d'autofocalisation au dessus d'un seuil en puissance de l'ordre du seuil de Fréedericksz caractéristique de la réorientation optique régulière. L'azimut (Fig. 1.8(d)) associé à l'ellipse de la polarisation du faisceau est

1. En théorie,  $\psi$  est indéterminé si le film est au repos, mais le réglage des lames ou la moindre dissymétrie du système va induire en pratique une modification de l'ellipticité donnant lieu à un état de polarisation elliptique associé à une valeur bien définie pour  $\psi$ .

homogène et constant en dessous du seuil de réorientation et varie périodiquement ensuite. Le comportement observé est donc globalement identique à celui observé pour  $\theta_0 = 0.13^\circ$ , ce qui permet de conclure que la réorientation observée est elle aussi régulière.

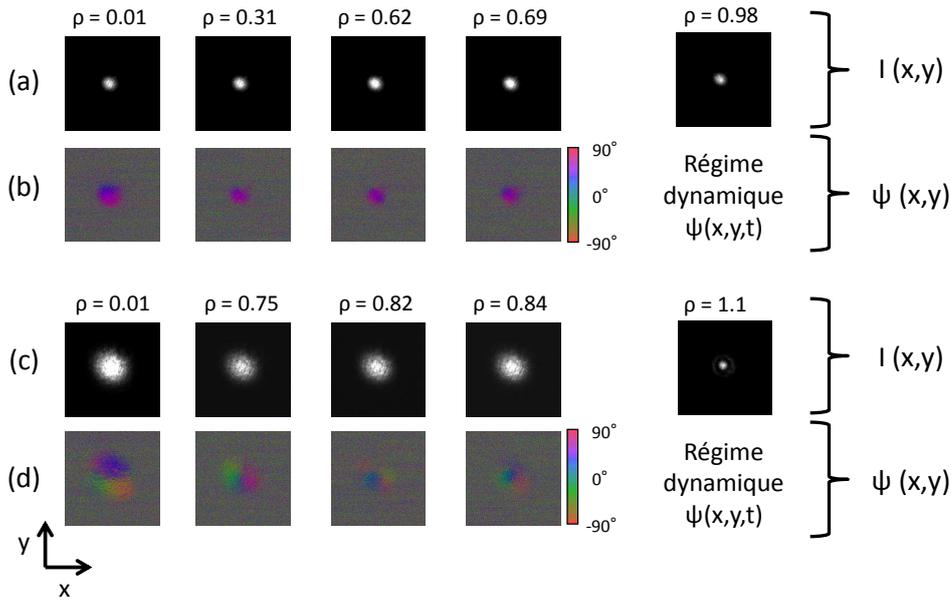


FIGURE 1.8 – Profil d'intensité (panels (a) et (c)) et distribution spatiale de l'azimut  $\psi$  (panels (b) et (d)) après le film dans le cas d'une polarisation circulaire droite pour  $\delta = 2$  et la divergence du faisceau  $\theta_0 = 0.13^\circ$  (panels (a) et (b)),  $1.2^\circ$  (panels (c) et (d)) en fonction de la grandeur normalisée  $\rho = P/P_F^{circ}$ .

Dans le cas  $\theta_0 = 4.7^\circ$ , on n'observe aucun effet significatif dans le profil d'intensité pour  $\rho < 1$ . Au contraire, pour  $\theta_0 = 9.7^\circ$ , une autofocalisation annulaire du faisceau est observée quelle que soit la circularité de l'onde incidente (cf. panel  $\rho = 0.35$  Fig. 1.10(b) et Fig. 1.10(d)). Cette observation est la signature d'une réorientation annulaire du directeur et corrobore l'analyse faite dans les premiers travaux dans le cas de la réorientation topologique sous polarisation circulaire [19, 20]. Si l'on s'en tient à ces observations, on conclut  $4.7^\circ < \theta_0^C < 9.7^\circ$ , cependant, l'observation de l'autofocalisation du faisceau dépend fortement de l'amplitude de la réorientation du directeur et n'est donc pas un critère suffisant pour déterminer la limite entre les deux types de réorientation.

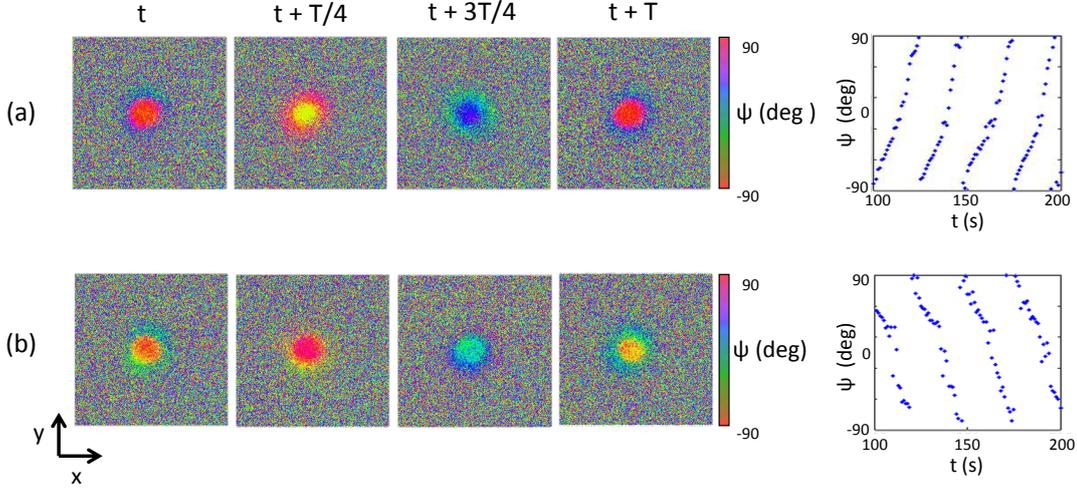


FIGURE 1.9 – Profil spatial de l’azimut à différents instant  $t$  et variation de l’azimut du centre du faisceau au cours du temps après le film pour un faisceau gaussien de polarisation circulaire (a) droite et (b) gauche pour  $\delta = 2$  à puissance  $P = 0.98P_F^{circ}$  dans le cas  $\theta_0 = 0.13^\circ$ .

Concernant la dépendance en puissance de la distribution spatiale de  $\psi$  pour  $\theta_0 = 4.7^\circ$  et  $9.7^\circ$  (Fig. 1.11), on note que même à très faible puissance ( $\rho = 0.01$ ), autrement dit dans une situation où le directeur peut être considéré comme étant au repos, une singularité de polarisation est clairement observable (voir point blanc Fig. 1.11). Cette singularité correspond à une circulation non nulle de  $\psi$  le long d’un circuit fermé autour de  $z$ . La charge topologique associée est  $+1$ , indépendamment de la circularité de l’onde incidente (voir Fig. 1.11). En effet, cette situation (le directeur étant au repos) correspond au cas d’un cristal solide uniaxe, dont les propriétés de la propagation d’un champ lumineux le long de son axe optique sont bien connues [25]. Lorsqu’on augmente la puissance, on observe l’apparition d’un twist dans le profil spatial de l’azimut pour  $\theta_0 = 4.7^\circ$  et  $9.7^\circ$  qui signe une dépendance radiale de l’orientation locale du directeur. Cette observation est faite sans ambiguïté pour  $\rho < 1$  et permet de conclure à un régime de réorientation qualitativement différent du cas des plus faibles divergences. On note par ailleurs que cette dépendance radiale de la réorientation n’avait pas été prise en compte lors des premières descriptions analytiques du phénomène de réorientation topologique [20, 21].

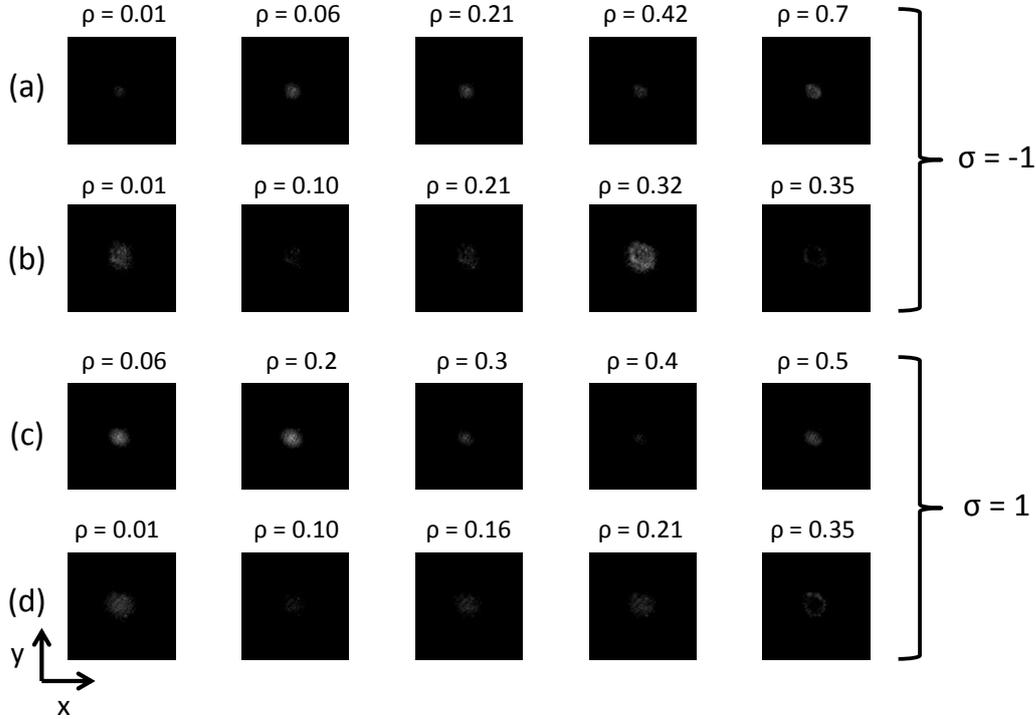


FIGURE 1.10 – Profil de l'intensité après le film en fonction de la grandeur normalisée  $\rho = P/P_F^{circ}$  pour  $\delta = 2$  dans le cas de la réorientation topologique pour un faisceau gaussien de polarisation circulaire droite  $\sigma = -1$  avec (a)  $\theta_0 = 4.7^\circ$  et (b)  $\theta_0 = 9.7^\circ$  et de polarisation circulaire gauche  $\sigma = 1$  avec (c)  $\theta_0 = 4.7^\circ$  et (d)  $\theta_0 = 9.7^\circ$ .

On peut donc en conclure, comme pour le cas linéaire, à l'existence de deux régimes de réorientation du directeur délimités par un angle caractéristique  $\theta_0^C$  de divergence du faisceau  $1.2^\circ < \theta_0^C < 4.7^\circ$ . Sur la base de nos observations on conclut donc à l'absence de dépendance de  $\theta_0^C$  vis-à-vis de l'état de polarisation du champ exciteur. Ceci est en accord avec la discussion présentée au début de ce chapitre et on s'attend à ce que cet angle  $\theta_0^C$  soit de l'ordre de l'angle caractéristique des fluctuations orientationnelles du directeur d'origine thermique,  $\theta_T$ . Pour valider cette hypothèse, on va estimer dans la section suivante  $\theta_T$ .

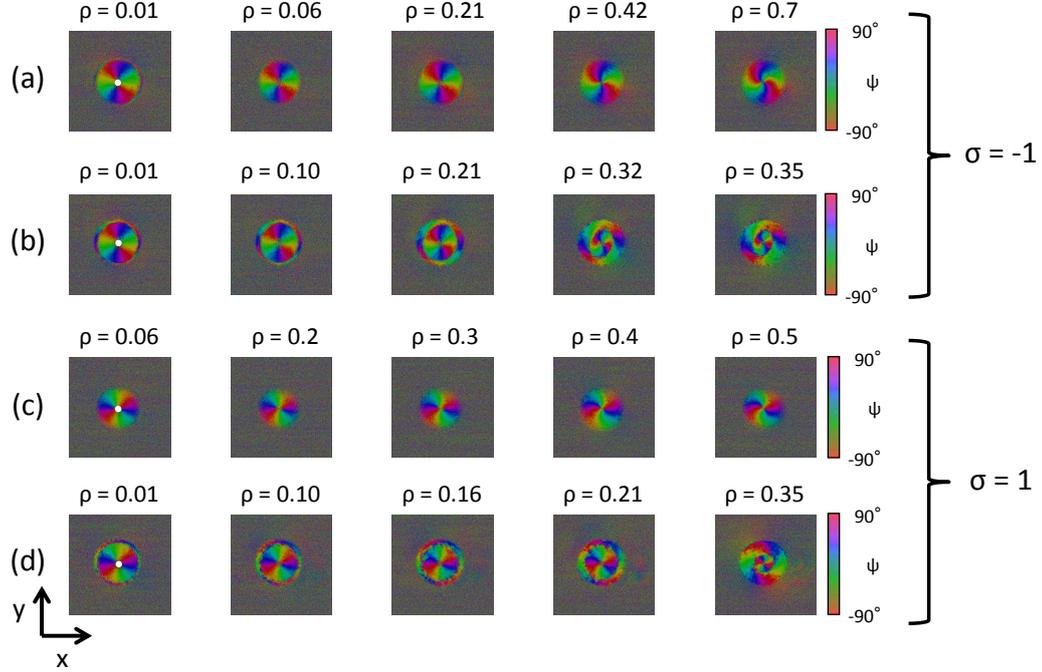


FIGURE 1.11 – Profil spatial de l'azimut après le film en fonction de la grandeur normalisée  $\rho = P/P_F^{circ}$  pour  $\delta = 2$  dans le cas de la réorientation topologique pour un faisceau gaussien de polarisation circulaire droite  $\sigma = -1$  avec (a)  $\theta_0 = 4.7^\circ$  et (b)  $\theta_0 = 9.7^\circ$  et de polarisation circulaire gauche  $\sigma = 1$  avec (c)  $\theta_0 = 4.7^\circ$  et (d)  $\theta_0 = 9.7^\circ$ . Le point blanc correspond à l'emplacement de singularité de polarisation.

## 1.4 Cône des fluctuations thermiques

En phase nématique, le cristal liquide diffuse la lumière. Cette diffusion s'explique par les fluctuations thermiques du directeur  $\mathbf{n}$ . Ces fluctuations ont largement été décrites et on rappellera ci-dessous les grandes étapes de leur description quantitative.

Dans l'approximation d'une élasticité isotrope,  $K$ , et en utilisant le théorème de l'équipartition de l'énergie, la valeur quadratique moyenne des fluctuations dans l'espace de Fourier s'exprime pour un vecteur d'onde  $\mathbf{q}$  comme [3] :

$$\langle |n_\perp(\mathbf{q})|^2 \rangle = \frac{k_B T}{V K q^2} \quad (1.3)$$

où  $V$  est un volume élémentaire de l'échantillon,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température. Pour évaluer l'angle caractéristique des fluctuations  $\theta_T$ , il faut calculer la valeur quadratique moyenne des fluctuations du directeur dans l'espace réel définie dans le cas des faibles fluctuations comme  $\theta_T^2 = \langle |n_\perp(\mathbf{r})|^2 \rangle$ . On a :

$$\theta_T^2 = \iiint \rho \langle |n_\perp(\mathbf{q})|^2 \rangle d\mathbf{q} \quad (1.4)$$

avec  $\rho$  la densité de mode.

Les modes étant statistiquement indépendants, on peut en déduire l'expression de l'angle caractéristique des fluctuations du directeur [26] :

$$\theta_T^2 \approx \frac{k_B T}{4\pi K} \left[ \frac{1}{a} \left( \ln 2 + \frac{\pi}{2} \right) + \frac{1}{L} \left( \ln \left( \frac{a}{2L} \right) - 1 \right) \right] \quad (1.5)$$

avec  $a$  la distance intermoléculaire et  $k_B$  la constante de Boltzmann.

En prenant une gamme de valeurs réalistes pour  $a$  et  $K$  (Fig. 1.12), on note que  $5^\circ < \theta_T < 20^\circ$ .

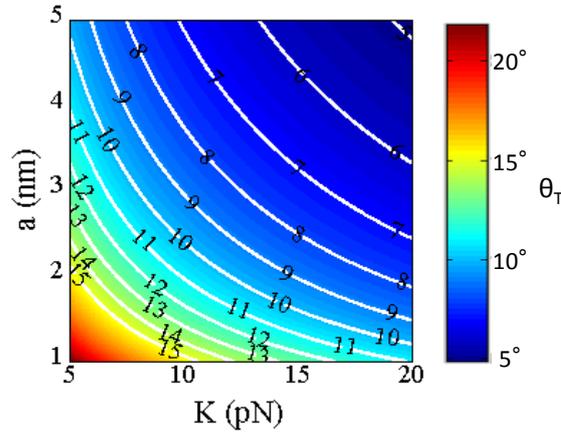


FIGURE 1.12 – Evolution de l'angle caractéristique des fluctuations  $\theta_T$  en fonction de la distance intermoléculaire  $a$  et de l'élasticité  $K$  sur une gamme de valeurs réalistes. Les courbes de niveaux correspondent à un angle constant de  $\theta_T$ .

Ce calcul théorique ne permet donc pas de conclure que  $\theta_0^C = \theta_T$ . Or, ce calcul théorique n'ayant, à notre connaissance, pas d'équivalence expérimentale et la littérature sur l'angle caractéristique des fluctuations d'orientation du directeur

d'origine thermique dans le cadre des conditions expérimentales fixées étant peu fourni, il nous est impossible sur la base de ce seul calcul de conclure de manière catégorique sur la valeur de  $\theta_T$ . On peut malgré tout noter que  $\theta_T$  est du même ordre de grandeur que  $\theta_0^C$  comme nous en avons fait l'hypothèse au début de ce chapitre.

# Structuration optique sous champ “simple”

Dans ce chapitre, il est question de l'influence de l'état de polarisation d'un faisceau gaussien (de polarisation homogène) sur la structuration orientationnelle d'un film de cristal liquide nématique homéotrope dans le régime de réorientation optique topologique, dont l'analyse théorique est faite section 2.1 dans le cas général. Expérimentalement, nous avons développé un dispositif pompe-sonde (Fig. 2.1) afin d'avoir accès à la distribution spatiale du directeur réorienté. Le but de ce dispositif est d'exciter le système à l'aide d'un faisceau gaussien pompe de polarisation donnée et de remonter à la distribution spatiale de la réorientation du cristal liquide à l'aide d'un faisceau sonde d'intensité suffisamment faible pour pouvoir négliger son influence sur la réorientation. Pour cela, on mesure les variations de l'état de polarisation du faisceau sonde à la traversée du film et on en déduit le champ du directeur. Cette méthode de reconstruction est décrite section 2.2. Dans les sections suivantes, on présente les résultats expérimentaux et leur confrontation aux prédictions du modèle proposé, tout d'abord dans le cas d'une excitation de polarisation circulaire (section 2.3), puis linéaire (section 2.4) et enfin elliptique (section 2.5).

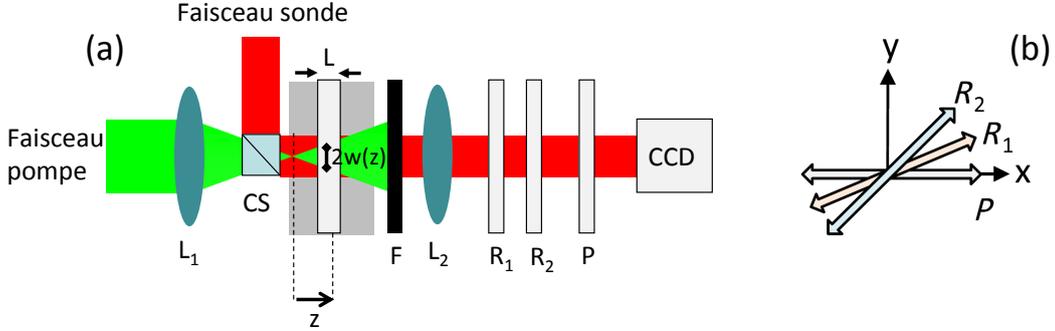


FIGURE 2.1 – Dispositif expérimental pompe-sonde utilisé dans le cadre de ce chapitre. (a) Un faisceau pompe gaussien, de longueur d'onde  $\lambda = 532\text{nm}$  et de polarisation contrôlée, est focalisé à incidence normale à l'aide de la lentille  $L_1$  sur le film de cristal liquide homéotrope. Un faisceau sonde, de longueur d'onde  $\lambda = 633\text{nm}$ , collimé et colinéaire au faisceau pompe, est incident avec un état de polarisation circulaire sur l'échantillon. Le cube séparateur de front d'onde (CS) permet de combiner les deux faisceaux. Le filtre coloré  $F$  absorbe le faisceau pompe et transmet le faisceau sonde sans modification de sa polarisation. Il est placé suffisamment loin du foyer du faisceau pompe pour éviter les effets thermiques mentionnés au chapitre 1. La zone de réorientation est ensuite imagée avec le faisceau sonde grâce à une lentille  $L_2$  et une caméra. L'état de polarisation après la traversée du film est obtenue en tout point de l'image acquise grâce à deux lames retardatrices électriquement contrôlables  $R_{1,2}$  (dont le contrôle électrique a été développé au sein de notre laboratoire) et d'un polariseur  $P$  (voir méthode section 2.2). (b) Illustration de l'orientation des différentes optiques de polarisation placées avant la caméra. L'axe passant du polariseur est orienté selon  $x$ . L'axe lent de la lame à retard 1 (respectivement 2) est orientée à  $22.5^\circ$  (respectivement  $45^\circ$ ) de l'axe  $x$ .

## 2.1 Calcul du couple optique

Considérons le cas général d'un faisceau gaussien de polarisation elliptique. Comme cela a été présenté au chapitre , la densité de couple optique exercée sur le directeur au repos s'exprime en fonction du champ électrique incident  $\mathbf{E} = E_\perp \mathbf{u}_\perp + E_z \mathbf{u}_z$  selon :

$$\Gamma = \frac{\epsilon_0 \epsilon_a}{2} \Re[E_z^* (\mathbf{u}_z \times \mathbf{E}_\perp)]. \quad (2.1)$$

Le champ électrique transverse d'un faisceau gaussien possédant une distri-

bution d'intensité axisymétrique se propageant selon un axe  $z$  s'écrit dans le plan  $(x, y)$  :

$$\mathbf{E}_\perp = E_0 u(r, z) e^{-i(\omega t - kz)} \mathbf{e}_\perp \quad (2.2)$$

L'amplitude réelle,  $E_0$ , est reliée à la puissance  $P$  du faisceau qui est égale au flux du vecteur de Poynting à travers un plan  $(x, y)$ , par la relation :  $P = \frac{\epsilon_0 c}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty |\mathbf{E}_\perp|^2 r dr d\phi$ . En développant  $\mathbf{E}_\perp$ , on a :

$$P = \frac{\epsilon_0 c}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{w_0^2}{w^2(z)} E_0^2 e^{-2\frac{r^2}{w^2(z)}} r dr d\phi \quad (2.3)$$

où  $w(z)$  le rayon du faisceau (à  $e^{-2}$  de son intensité sur l'axe) à une distance  $z$  du plan focal et  $w_0 = w(z=0)$ . D'où, on a la relation :

$$E_0 = \left( \frac{4P}{c\epsilon_0 \pi w_0^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.4)$$

La fonction  $u(r, z)$  définit le profil spatial du faisceau et s'exprime comme :

$$u(r, z) = \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w^2(z)} + i\frac{kr^2}{2z(1+z_0^2/z^2)} - i\Psi_0(z)} \quad (2.5)$$

avec  $k = 2\pi n_\perp / \lambda$  le nombre d'onde dans le milieu considéré comme étant d'indice  $n_\perp$ ,  $z_0 = n_\perp \pi w_0^2 / \lambda$  la distance de Rayleigh,  $w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_0)^2}$ ,  $r^2 = x^2 + y^2$  et  $\Psi_0(z) = \arctan(z/z_0)$  la phase de Gouy qui correspond au déphasage du faisceau par rapport à une onde plane (l'origine des déphasages étant prise à  $z=0$ ).

On a aussi  $\omega$  qui est la fréquence angulaire du faisceau et  $t$  le temps. Enfin, le vecteur unitaire  $\mathbf{e}_\perp$  décrit l'état de polarisation et est donné dans le cas général d'une lumière polarisée elliptiquement par :

$$\mathbf{e}_\perp = \begin{pmatrix} \cos \psi & -\sin \psi \\ \sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \chi \mathbf{u}_x \\ i \sin \chi \mathbf{u}_y \end{pmatrix}$$

où  $\psi$  et  $\chi$  sont respectivement les angles de l'azimut et de l'ellipticité associés à l'ellipse de polarisation (voir Fig. 2.2).

En utilisant l'équation de Maxwell-Gauss dans les milieux diélectriques dépourvus de charges libres,  $\nabla \cdot \mathbf{D} = \mathbf{0}$ , l'expression du champ longitudinal au pre-

mier ordre en  $\frac{1}{kw}$  est [27] :

$$E_z = \frac{i}{k} \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{E}_{\perp} \quad (2.6)$$

A l'aide de l'Eq.(2.2), on obtient l'expression suivante pour le champ longitudinal en coordonnées cylindriques :

$$E_z(r, \phi, z) = \frac{i-1}{2} \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} E_0 \tan \theta_0 \frac{r}{w(z)} u(r, z) e^{-i\Psi_0(z)} [\cos(\psi+\chi-\phi) - i \cos(\psi-\chi-\phi)] e^{-i(\omega t - kz)} \quad (2.7)$$

On peut alors exprimer la densité de couple diélectrique qui s'applique dans ces conditions à l'aide des Eqs. (2.1), (2.2) et (2.7) :

$$\begin{aligned} \mathbf{\Gamma} = & \frac{\epsilon_0 \epsilon_a \epsilon_{\perp}}{4\epsilon_{\parallel}} E_0^2 \tan \theta_0 \frac{r}{w(z)} |u(r, z)|^2 \{ [\cos \Psi_0(z) \sin 2\chi + \sin \Psi_0(z) \cos 2\chi \sin 2(\psi - \phi)] \mathbf{u}_r \\ & - \sin \Psi_0(z) [1 + \cos 2\chi \cos 2(\psi - \phi)] \mathbf{u}_{\phi} \} \end{aligned} \quad (2.8)$$

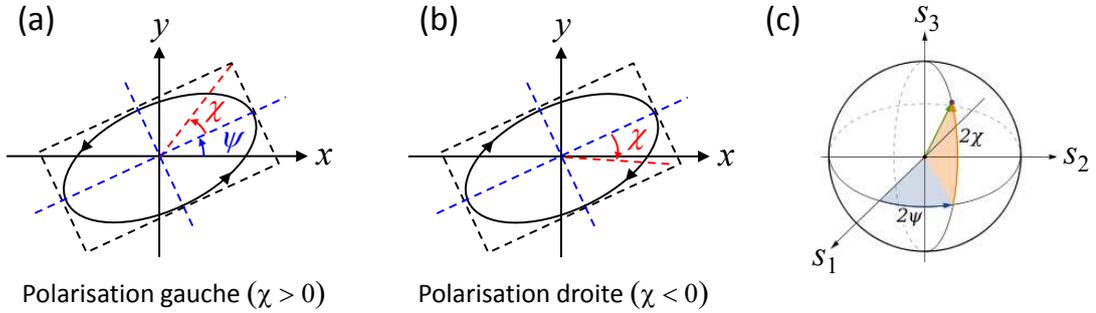


FIGURE 2.2 – Illustration de l'ellipse de polarisation, avec  $\chi$  l'ellipticité et  $\psi$  l'azimut, dans le cas d'une ellipse gauche (a) et droite (b). (c) Représentation d'une lumière totalement polarisée sur la sphère unitaire de Poincaré dont les coordonnées correspondent aux paramètres de Stokes réduits ( $s_1, s_2, s_3$ ).

## 2.2 Principe de détermination expérimentale du champ de directeur réorienté

La reconstruction effective du champ de directeur réorienté nécessite la connaissance de l'état de polarisation incident du faisceau sonde et sa modification à la traversée de l'échantillon. Nous avons choisi un état de polarisation circulaire en

entrée, ce qui permet de partir d'une situation où toute modification du directeur (quel que soit le plan de réorientation) conduira à une modification de l'ellipticité  $\chi$  qui ne dépend que de l'amplitude de réorientation<sup>1</sup> alors que l'azimut  $\psi$  nous renseignera sur la position du plan de polarisation. Dans le cas général, l'état de polarisation est a priori inhomogène à la sortie du film nématique et on le détermine en chaque point à l'aide du montage présenté Fig.2.1. Le dispositif expérimental permet en effet d'accéder à la distribution spatiale de l'état de polarisation, qu'il est utile de représenter à l'aide des paramètres de Stokes réduits :

$$s_1 = \cos(2\psi) \cos(2\chi) \quad (2.9a)$$

$$s_2 = \sin(2\psi) \cos(2\chi) \quad (2.9b)$$

$$s_3 = \sin(2\chi) \quad (2.9c)$$

Ces paramètres sont directement accessibles expérimentalement à l'aide de mesures d'intensité. On a en effet  $s_i = S_i/S_0$  avec :

$$S_0 = I + I_{\perp} \quad (2.10a)$$

$$S_1 = I_x - I_y \quad (2.10b)$$

$$S_2 = I_{45^\circ} - I_{-45^\circ} \quad (2.10c)$$

$$S_3 = I_+ - I_- \quad (2.10d)$$

où  $(I, I_{\perp})$  correspondent aux distributions d'intensités obtenues pour deux états de polarisation orthogonaux,  $(I_x, I_y)$  sont associés aux deux états de polarisation linéaire  $\mathbf{e}_x$  et  $\mathbf{e}_y$ ,  $(I_{45^\circ}, I_{-45^\circ})$  aux deux états de polarisation linéaire selon  $\pm 45^\circ$ ,  $\mathbf{e}_{\pm 45^\circ} = (\mathbf{u}_x \pm \mathbf{u}_y)/\sqrt{2}$ , et  $(I_+, I_-)$  aux états de polarisation circulaire gauche et droite définis comme  $\mathbf{e}_{\sigma} = (\mathbf{u}_x + i\sigma\mathbf{u}_y)/\sqrt{2}$  avec  $\sigma = \pm 1$ .

En pratique, les différents profils d'intensité nécessaires sont obtenus à l'aide de deux lames biréfringentes dont le retard est électriquement contrôlable (il s'agit de lames à cristaux liquides commerciales) et d'un polariseur (Fig. 2.1). L'orientation des lignes neutres de chacune des deux lames à retard sont fixées

---

1. Dans la limite d'une propagation adiabatique dans l'échantillon, c'est à dire sans échange d'énergie entre les ondes ordinaires et extraordinaires.

et les combinaisons de retards nécessaires sont données dans la Table. 2.1.

	$I_x$	$I_y$	$I_{45^\circ}$	$I_{-45^\circ}$	$I_+$	$I_-$
Retard $R_1$	0	0	$\lambda/2$	$\lambda/2$	0	0
Retard $R_2$	0	$\lambda/2$	0	$\lambda/2$	$\lambda/4$	$3\lambda/4$

TABLE 2.1 – Réglage du déphasage des lames à retard pour la caractérisation du faisceau dans le cas d'un polariseur selon  $x$ . L'axe lent de la lame à retard 1 (respectivement 2) est à  $22.5^\circ$  (respectivement  $45^\circ$ ) de l'axe  $x$ , comme cela est indiqué sur la Fig. 2.1.

La réorientation du directeur en un point  $(x, y)$  donné le long de l'axe  $z$  dépend nécessairement de  $z$ . En effet, le film nématique est homéotrope et dans la limite d'un ancrage fort le directeur reste non réorienté aux deux extrémités du film quelle que soit la réorientation de celui-ci en volume. Cependant, le dispositif nous permet uniquement d'avoir accès à une information "intégrée le long de  $z$ ". Autrement dit, on n'a accès qu'à une information partielle sur le champ de directeur réorienté  $\mathbf{n}(x, y, z)$ . Sa reconstruction nécessite donc d'introduire un modèle. Nous avons opté pour un modèle 2D de lame biréfringente inhomogène qui nous permet d'obtenir une représentation 2D effective du champ de directeur réorienté 3D, que l'on note  $\mathbf{m}(x, y)$ , avec par définition  $\mathbf{m} = \mathbf{0}$  pour le film au repos et  $\mathbf{m} \cdot \mathbf{u}_z = 0$ . On associe donc à chaque  $(x, y)$  une lame uniaxiale effective dont l'orientation de l'axe optique, donnée par l'angle  $\alpha(x, y)$ , et le retard  $\Delta(x, y)$  associé à sa biréfringence produisent le même effet sur l'état de polarisation incident du faisceau sonde que le système réel. Ceci est résumé sur la Fig.2.3.

Il s'agit maintenant, à partir de la caractérisation du faisceau sonde en sortie du cristal liquide, de reconstruire cette lame à retard effective 2D, autrement dit de mesurer  $\alpha(x, y)$  et  $\Delta(x, y)$ . Pour cela, on va exploiter le formalisme de Jones et tout d'abord exprimer l'état de polarisation de la sonde en sortie de l'échantillon pour  $\alpha(x, y)$  et  $\Delta(x, y)$ . En négligeant la diffraction de l'onde sonde incidente (considérée comme plane et décrite, en éliminant le terme de propagation de l'onde qui est identique à l'entrée et à la sortie de la lame mince, par  $\mathbf{E}^{S,in} = E_0 \mathbf{e}_\sigma$ ) associée à l'inhomogénéité de  $\alpha$  et  $\Delta$ , on a :

$$E^{S,out} = E_0 \widehat{L} \mathbf{e}_\sigma \quad (2.11)$$

avec  $\widehat{L}$  la matrice de Jones de la lame retardatrice effective qui s'écrit :

$$\widehat{L} = \widehat{R}(-\alpha)\widehat{D}(\Delta)\widehat{R}(\alpha) \quad (2.12)$$

avec

$$\widehat{R}(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \widehat{D}(\Delta) = e^{i\Phi/2} \begin{bmatrix} e^{i\Delta/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\Delta/2} \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

les matrices de rotation et de propagation à travers une lame à retard  $\Delta = \Phi_{\parallel} - \Phi_{\perp}$  et  $\Phi = \Phi_{\parallel} + \Phi_{\perp}$ , respectivement. Les déphasages parallèle et perpendiculaire à  $\mathbf{m}$  sont représenté respectivement par  $\Phi_{\parallel}$  et  $\Phi_{\perp}$ . On obtient :

$$\widehat{L} = e^{i\Phi/2} \begin{bmatrix} \cos^2 \alpha e^{i\Delta/2} + \sin^2 \alpha e^{-i\Delta/2} & i \sin 2\alpha \sin(\Delta/2) \\ i \sin 2\alpha \sin(\Delta/2) & \cos^2 \alpha e^{-i\Delta/2} + \sin^2 \alpha e^{i\Delta/2} \end{bmatrix}. \quad (2.14)$$

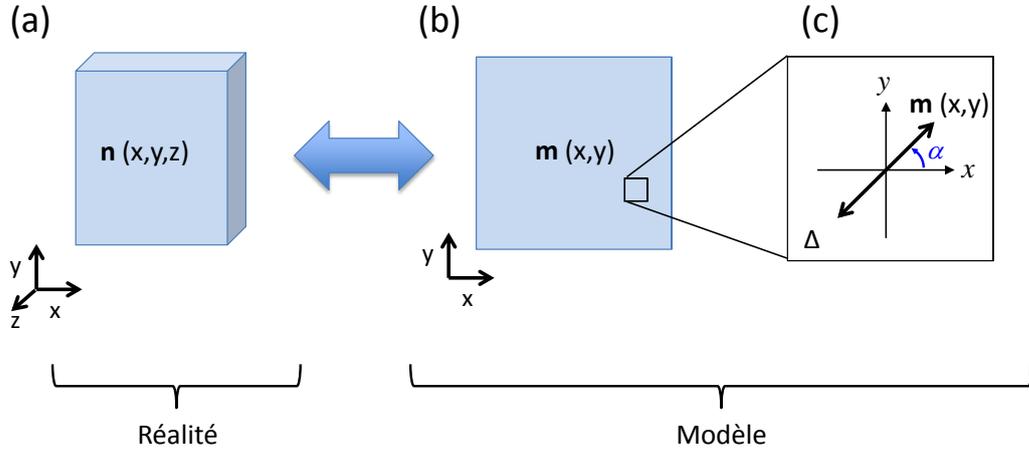


FIGURE 2.3 – Illustration de la reconstruction bidimensionnelle  $\mathbf{m}$  (b) du champ de directeur tridimensionnel  $\mathbf{n}$  réorienté (a). (c) représentation de l'axe optique de lame effective associé à un retard  $\Delta$  et à un angle d'orientation  $\alpha$ .

L'Eq.(2.11) se réécrit donc :

$$\begin{bmatrix} E_x^{S,out} \\ E_y^{S,out} \end{bmatrix} = \frac{e^{i\Phi/2}}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos^2 \alpha e^{i\frac{\Delta}{2}} + \sin^2 \alpha e^{-i\frac{\Delta}{2}} - \sigma \sin 2\alpha \sin(\Delta/2) \\ i \sin 2\alpha \sin(\Delta/2) + i\sigma(\cos^2 \alpha e^{-i\frac{\Delta}{2}} + \sin^2 \alpha e^{i\frac{\Delta}{2}}) \end{bmatrix}. \quad (2.15)$$

Considérons le cas d'une polarisation elliptique d'ellipticité  $\chi_S$  et d'azimut  $\psi_S$  pour le champ sonde en sortie, soit :

$$\begin{bmatrix} E_x^{S,out} \\ E_y^{S,out} \end{bmatrix} = e^{i\Phi_S} \begin{bmatrix} \cos \psi_S & -\sin \psi_S \\ \sin \psi_S & \cos \psi_S \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \chi_S \\ i \sin \chi_S \end{bmatrix}. \quad (2.16)$$

avec  $\Phi_S$  la phase associée au champ sonde elliptique en sortie de la lame.

En égalisant les expressions de l'Eq.(2.15) et l'Eq.(2.16), on obtient le système d'équations suivant :

$$\sqrt{2} \cos \psi_S \cos \chi_S = \cos \left( \frac{\Phi}{2} - \Phi_S \right) \cos \frac{\Delta}{2} - \sin \frac{\Delta}{2} \sin \left( \frac{\Phi}{2} - \Phi_S + \sigma 2\alpha \right) \quad (2.17)$$

$$-\sqrt{2} \sin \psi_S \sin \chi_S = \sin \left( \frac{\Phi}{2} - \Phi_S \right) \cos \frac{\Delta}{2} + \sin \frac{\Delta}{2} \cos \left( \frac{\Phi}{2} - \Phi_S + \sigma 2\alpha \right) \quad (2.18)$$

$$-\sqrt{2} \sigma \sin \psi_S \cos \chi_S = \sin \left( \frac{\Phi}{2} - \Phi_S \right) \cos \frac{\Delta}{2} - \sin \frac{\Delta}{2} \cos \left( \frac{\Phi}{2} - \Phi_S + \sigma 2\alpha \right) \quad (2.19)$$

$$\sqrt{2} \sigma \cos \psi_S \sin \chi_S = \cos \left( \frac{\Phi}{2} - \Phi_S \right) \cos \frac{\Delta}{2} + \sin \frac{\Delta}{2} \sin \left( \frac{\Phi}{2} - \Phi_S + \sigma 2\alpha \right) \quad (2.20)$$

A partir des Eqs.(2.18) et (2.19) d'une part et des Eqs.(2.17) et (2.20), on obtient :

$$\frac{\sqrt{2}}{2} \sin \psi_S (\sin \chi_S + \sigma \cos \chi_S) = -\sin \left( \frac{\Phi}{2} - \Phi_S \right) \cos \frac{\Delta}{2} \quad (2.21)$$

$$\frac{\sqrt{2}}{2} \cos \psi_S (\sin \chi_S + \sigma \cos \chi_S) = \cos \left( \frac{\Phi}{2} - \Phi_S \right) \cos \frac{\Delta}{2} \quad (2.22)$$

$$\frac{\sqrt{2}}{2} \sin \psi_S (\sin \chi_S - \sigma \cos \chi_S) = \sin \frac{\Delta}{2} \cos \left( \frac{\Phi}{2} - \Phi_S + \sigma 2\alpha \right) \quad (2.23)$$

$$\frac{\sqrt{2}}{2} \cos \psi_S (\sin \chi_S + \sigma \cos \chi_S) = \sigma \sin \frac{\Delta}{2} \sin \left( \frac{\Phi}{2} - \Phi_S + \sigma 2\alpha \right) \quad (2.24)$$

D'où, on a les relations :

$$\sin 2\sigma \chi_S = \cos \Delta \quad (2.25)$$

$$\tan 2\psi_S = \tan(2\alpha + \pi/2) \quad (2.26)$$

Il faut noter dans ce système d'équation contenant des fonctions périodiques que les grandeurs  $\alpha$  et  $\Delta$  sont définies à un modulo près. L'Eq.(2.26) permet de caractériser  $\alpha$  à un modulo  $\pi/2$  près ( $\alpha$  est défini entre 0 et  $\pi/2$ ). Le retard  $\Delta$

est défini entre 0 et  $\pi/2$  en fonction de  $\chi_S$  par l'Eq.(2.25).

D'après les Eq.(2.25) et (2.26) et dans le cas utilisé en pratique d'un retard faible ( $<\pi/2$ ), les caractéristiques de la lame effective associée au film de cristal liquide dans le cas général sont :

$$\Delta(x, y) = \arccos(\sin 2\sigma\chi_S) \quad (2.27)$$

$$\alpha(x, y) = \psi_S - \pi/4 \quad (2.28)$$

avec l'azimut et l'ellipticité de l'ellipse de polarisation du faisceau sonde à la sortie du cristal liquide qui sont expérimentalement accessibles via les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \psi_S &= \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{s_2}{s_1}\right) \\ \chi_S &= \frac{1}{2} \arcsin(s_3). \end{aligned}$$

On a ainsi une représentation expérimentale du pattern de réorientation du cristal liquide à l'aide d'une mesure polarimétrique (cf. Eq. (2.10)). Pour connecter ce modèle de lame effective à la réorientation réelle du directeur, il faut tout d'abord caractériser le système considéré. En utilisant l'équation précédente et en faisant l'hypothèse d'une réorientation sans twist le long de  $z$ , l'axe optique de la lame à retard effective 2D correspond à l'orientation du directeur dans le plan transverse, soit :

$$\mathbf{m} = A_R [\cos(\psi_S - \pi/4) \mathbf{u}_x + \sin(\psi_S - \pi/4) \mathbf{u}_y] \quad (2.29)$$

On définit aussi l'angle de tilt du directeur par rapport à l'axe  $z$  comme  $\vartheta(x, y, z') = \arcsin(\mathbf{n} \times \mathbf{u}_z)$  avec  $z - L/2 < z' < z + L/2$ . Si on considère le cas d'une faible réorientation, compte tenu des conditions initiales  $\vartheta(x, y, z \pm L/2) = 0$ , on peut en première approximation considérer que l'angle de tilt du directeur s'écrit au premier ordre :  $\vartheta(x, y, z') \approx \vartheta_{max}(x, y) \sin[\pi(z' - z + L/2)/L]$ . La norme de  $\mathbf{m}$  s'écrit dans ce cas  $|A_R| = \sin \vartheta_{max}(x, y)$ . Le directeur étant réorienté, le retard de phase induit sur le faisceau va dépendre en chaque point  $(x, y, z)$  de la réorientation locale du directeur. En se plaçant dans l'approche géométrique, le faisceau sonde étant considéré comme une onde plane, à un rayon lumineux va être associé un

seul couple de coordonnées  $(x, y)$ . Il est donc possible d'associer un retard  $\Delta(x, y)$  qui représente le retard induit sur le faisceau par le cristal liquide qui s'exprime comme :

$$\Delta(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{z-L/2}^{z+L/2} \frac{n_{\perp} n_{\parallel}}{\sqrt{n_{\perp}^2 \sin^2 \vartheta(x, y, z') + n_{\parallel}^2 \cos^2 \vartheta(x, y, z')}} - n_{\perp} dz' \quad (2.30)$$

Dans le cas des faibles réorientations rencontrées en pratique ( $\theta \ll 1$ ), on peut réécrire l'équation précédente :

$$\Delta(x, y) \approx \frac{2\pi}{\lambda} n_{\perp} \int_{z-L/2}^{z+L/2} \frac{1}{\sqrt{\frac{n_{\perp}^2}{n_{\parallel}^2} \vartheta^2(x, y, z') + 1}} - 1 dz' \quad (2.31)$$

D'où, on a la relation suivante entre le retard,  $\Delta(x, y)$ , et la réorientation maximale du directeur,  $\vartheta_{max}(x, y)$  :

$$\Delta(x, y) \approx \frac{\pi L n_{\perp}^3}{\lambda n_{\parallel}^2} \vartheta_{max}^2(x, y) \quad (2.32)$$

On peut ainsi réécrire l'amplitude de réorientation maximale :

$$|A_R| = \sin \left[ \left( \Delta(x, y) \frac{\lambda n_{\parallel}^2}{\pi L n_{\perp}^3} \right)^{1/2} \right] \quad (2.33)$$

Au final, on a donc dans le cas de faibles réorientation :

$$\mathbf{m} = \sin \left[ \left( \arccos(\sin 2\chi_S) \frac{\lambda n_{\parallel}^2}{\pi L n_{\perp}^3} \right)^{1/2} \right] [\cos(\psi_S - \pi/4) \mathbf{u}_x + \sin(\psi_S - \pi/4) \mathbf{u}_y] \quad (2.34)$$

Lors des expériences, l'échantillon sera placé à une distance  $z$  du foyer du faisceau pompe et on introduit comme au chapitre 1 le paramètre sans dimension  $\delta = 2w(z)/L$ . En pratique, pour pouvoir observer une réorientation topologique stable, nous avons constaté qu'il est préférable de ne pas se placer au foyer du faisceau pompe, où le diamètre du faisceau est alors bien plus petit que l'épaisseur du film. Le prix à payer est que la puissance incidente nécessaire pour observer une réorientation significative est alors plus importante, comme l'indique Eq.1.1. Un bon compromis entre une puissance incidente raisonnable (qui est limitée par

les caractéristiques du laser) et une amplitude de réorientation suffisante pour avoir un bon rapport signal sur bruit et une réorientation topologique stable nous a conduit expérimentalement à travailler dans la gamme typique  $1 < \delta < 2$ .

## 2.3 Cas d'une excitation polarisée circulairement

Dans cette section, on traite le cas particulier d'un faisceau gaussien de polarisation circulaire ( $\chi = \pm\pi/4$  et  $\psi$  indéterminé) focalisé sur un film de cristal liquide placé en pratique à une position  $z \gg z_0$  (Fig. 2.1). Dans ces conditions, l'expression du couple optique diélectrique (cf. Eq. (2.8)) s'exerçant sur le cristal liquide se simplifie car on peut alors considérer  $\Psi_0 \approx \pi/2$  (Fig. 2.4) :

$$\mathbf{\Gamma} = -\frac{\epsilon_0 \epsilon_a \epsilon_\perp}{4\epsilon_\parallel} E_0^2 \tan \theta_0 \frac{r}{w(z)} |u(r, z)|^2 \mathbf{u}_\phi \quad (2.35)$$

A l'aide de la méthode décrite en section 2.2, le profil du directeur réorienté a été étudié dans le cas d'un faisceau convergent ( $\theta = 7.9^\circ$ ) sur un film de cristal liquide E7 d'épaisseur  $57 \mu\text{m}$ . Comme cela est montré à la Fig. 2.5(a), on observe un profil annulaire axisymétrique de réorientation. Cette observation est en accord avec notre approche consistant à dire que l'amplitude de réorientation du directeur, au moins pour les régimes de faibles réorientations, est prédite par le module de la densité de couple. En effet, le directeur réorienté,  $\delta \mathbf{n}_\perp$ , est proportionnel au couple s'exerçant sur le directeur au repos :

$$\delta \mathbf{n}_\perp \propto \mathbf{\Gamma} \times \mathbf{n}_0 \quad (2.36)$$

D'où, on a :

$$\delta \mathbf{n}_\perp \propto \mathbf{\Gamma} \times \mathbf{u}_z \quad (2.37)$$

L'amplitude de réorientation du directeur est donc prédite par le module de la densité de couple et son orientation par  $\arccos[(\mathbf{\Gamma} \times \mathbf{u}_z) \cdot \mathbf{u}_x]$ .

Dans le cas présent, on attend en effet de l'Eq.(2.35), une distribution spatiale du directeur axisymétrique de la forme  $\frac{r}{w(z)} \exp(-2r^2/w(z)^2)$ . Ce profil attendu est testé à l'aide d'un fit des données pour  $|\mathbf{m}(x, y)|$  avec la fonction  $A(r/W) \exp(-2r^2/W^2)$  où  $A$  et  $W$  sont deux paramètres ajustables. Le para-

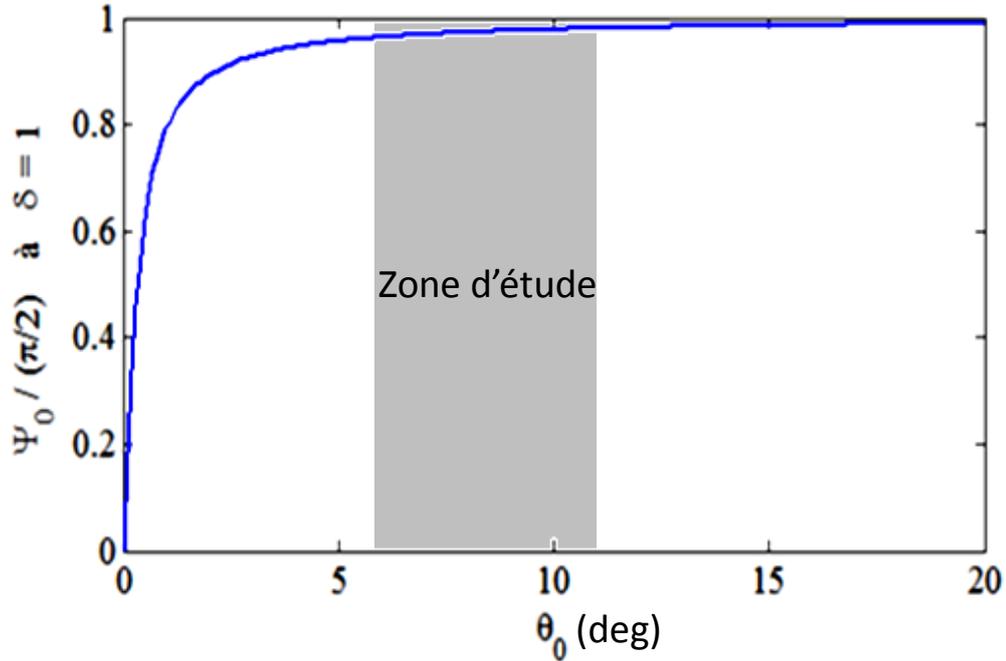


FIGURE 2.4 – Evolution de la phase de Gouy au niveau de l'échantillon en fonction de la divergence du faisceau dans notre cas :  $\delta = 1$ . La zone grisée correspond à la gamme de divergence utilisée lors des expériences.

mètre  $W$  correspond donc au rayon caractéristique de la zone réorientée. L'accord entre la prédiction à partir de la densité de couple et les données expérimentales est satisfaisant quelle que soit la circularité gauche ou droite du faisceau pompe, voir Fig. 2.5(a,c) et Fig. 2.5(b,d), respectivement. Enfin, on note que la valeur de  $W$  ne peut toutefois être comparée quantitativement à  $w(z)$  car nous n'avons pas procédé à la calibration des coordonnées d'espace dans le plan d'observation. En fait, sachant que la réponse du cristal liquide est spatialement non locale, on n'attendrait pas grand chose d'une telle étude quantitative en l'absence d'un modèle non local. Cependant, comme on le verra par la suite, la dépendance de l'extension spatiale de la réorientation en fonction de  $\theta_0$  sera quant à elle explorée.

Notre méthode de reconstruction du champ de directeur nous permet d'aller plus loin dans l'analyse des données. En effet, en décomposant ces résultats sur la base radiale (Fig. 2.6(a) et Fig. 2.6(c)) et azimutale (Fig. 2.6(b) et Fig. 2.6(d)), on observe que la réorientation est axisymétrique et chirale et que la chiralité

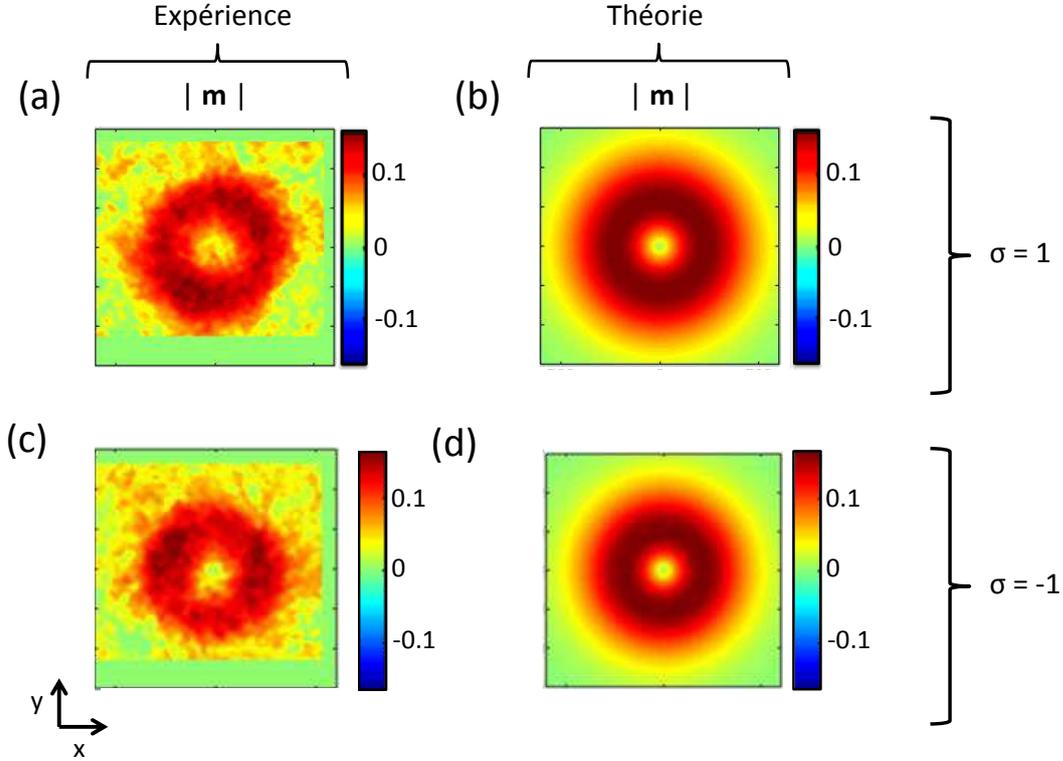


FIGURE 2.5 – Profil expérimental du champ de directeur reconstruit  $\mathbf{m}$ , pour un faisceau polarisé circulairement gauche (a) et droite (c). Les images de gauche correspondent aux résultats expérimentaux tandis que les images de droite correspondent aux meilleurs fits en utilisant la formule de la densité de couple, comme cela est détaillé dans le texte. Conditions expérimentales :  $\theta_0 = 7.9^\circ$ ,  $\delta = 1.1$ ,  $P = 311\text{mW}$  et  $L = 57\mu\text{m}$ .

dépend de la circularité de l'onde incidente. Tout ceci conforte donc, directement, les observations indirectes et les prédictions faites dans ce cas lors des premières études [19, 20].

Cependant, le raisonnement local et sans aucune rétroaction à partir de la densité de couple ne nous donne qu'une vision partielle de la sollicitation réelle du système. En effet, compte tenu des conditions expérimentales, on attend uniquement une réorientation radiale (puisque le couple est purement azimutal, voir Eq.(2.35)) tandis qu'on observe une réorientation azimutale non négligeable (Fig. 2.6(b) et Fig. 2.6(d)). Pour comprendre les observations, il faut se rap-

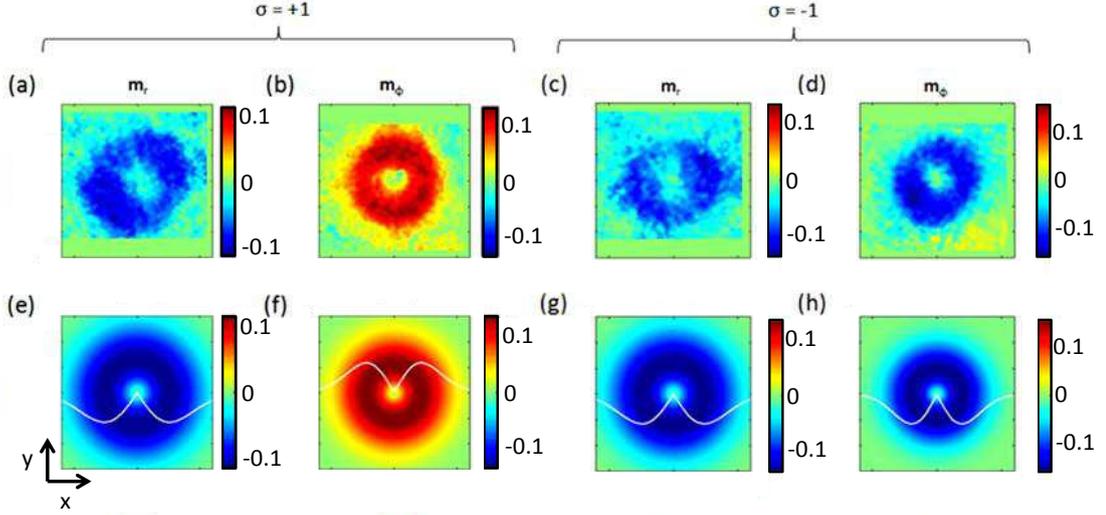


FIGURE 2.6 – Les profils de réorientation total de module  $|\mathbf{m}|$  présentés Fig. 2.5 se décompose en la somme d’un mode radial  $m_r = \mathbf{m} \cdot \mathbf{u}_r$  ((a) et (c)) et et azimutal  $m_\phi = \mathbf{m} \cdot \mathbf{u}_\phi$  ((b) et (d)). Les images du haut correspondent aux résultats expérimentaux tandis que les images du bas correspondent aux meilleurs fits par un ansatz  $A(r/W) \exp(-2r^2/W^2)$ , en considérant l’effet de la distribution angulaire de  $S$ . Les deux lignes blanches correspondent aux profils radiaux théoriques.

peler que le calcul de la densité de couple tel qu’effectué ne tient pas compte, en particulier, de la modification de la polarisation de l’onde pompe lors de sa propagation, qui a pourtant lieu même sur le film considéré au repos. La conséquence d’une modification de l’état de polarisation du faisceau exciteur est que celui-ci transfère du moment angulaire de spin au milieu. Autrement dit, le cristal liquide tend à être “twisté”, ce qui qualitativement offre une explication aux observations : l’apparition d’une composante azimutale qui dépend de la circularité de l’onde incidente, donc du signe du moment angulaire de spin qu’elle porte. Pour évaluer cet effet, nous avons calculé la distribution du transfert de moment angulaire de spin de l’onde pompe au milieu, noté  $S$ . Pour cela, on rappelle que le moment angulaire de spin par photon associé à un champ paraxial se propageant selon l’axe  $z$  de polarisation elliptique donnée caractérisée par un paramètre de Stokes réduit  $s_3$  vaut  $s_z = s_3 \hbar$ . Le transfert de moment angulaire de spin par photon,  $s$ , de la lumière à la matière à la traversée d’un système s’écrit alors :

$$s = s_z^{in} - s_z^{out} = (s_3^{in} - s_3^{out}) \hbar. \quad (2.38)$$

Le paramètre  $s_3$  s'écrit (cf. Eq.(2.9c)) :

$$s_3 = 2\Im(E_x^* E_y) / (|E_x|^2 + |E_y|^2) \quad (2.39)$$

avec  $\Im(z)$  la partie imaginaire de  $z$ . Pour une onde polarisée circulairement incidente à un cristal liquide au repos, on a :

$$s = \sigma[1 - \cos 2\Delta_1]\hbar \quad (2.40)$$

avec  $\Delta_1 = [(n_{\parallel} - n_{\perp})\pi/\lambda]r^2z/(z - iz_0)^2$ , où  $z$  est la distance de propagation, le retard associé à la propagation de l'onde circulaire le long de l'axe optique dont l'expression a été évaluée Ref[28]. En considérant le cas  $z \gg z_0$  utilisé expérimentalement, ce retard se simplifie :

$$\Delta_1 \approx [(n_{\parallel} - n_{\perp})\pi/\lambda]r^2/z \quad (2.41)$$

Il s'écrit en fonction du retard  $\Delta_0$  associé au déphasage géométrique sur le système au repos comme (en notant que  $r/z \simeq \theta$  et que pour le cristal liquide, la distance de propagation totale vaut  $L$ ) :

$$\Delta_1 = \frac{\pi L n_{\perp}^3}{2\lambda n_{\parallel}^2} \theta^2(x, y) = \frac{\Delta_0}{2} \quad (2.42)$$

Dans une approche géométrique, le transfert de moment angulaire de spin associé à un rayon du faisceau incident faisant un angle  $\theta$  par rapport à la direction de propagation, s'écrit donc en introduisant l'enveloppe du champ gaussien  $e^{-2 \tan^2 \theta / \tan^2 \theta_0}$  comme :

$$S(\theta) = \sigma[1 - \cos \Delta_0(\theta)]\hbar e^{-2 \frac{\tan^2 \theta}{\tan^2 \theta_0}} \quad (2.43)$$

La dépendance spatiale de cette quantité est présentée Fig. 2.7. Deux comportements différents sont observés selon la circularité du faisceau.

Ce transfert de moment angulaire va induire un couple sur le milieu (cf. Illustration Fig. 2.7). Dans le cas d'une polarisation circulaire, la génération d'une composante azimutale non négligeable (Fig. 2.6(b) et Fig. 2.6(d)) peut ainsi être expliqué à l'aide de la rétroaction due à l'effet de propagation dans le

cristal liquide, toujours considéré au repos (Fig. 2.7). On retrouve aussi le signe de la composante azimutale de la réorientation, qui dépend de la circularité de l'onde incidente.

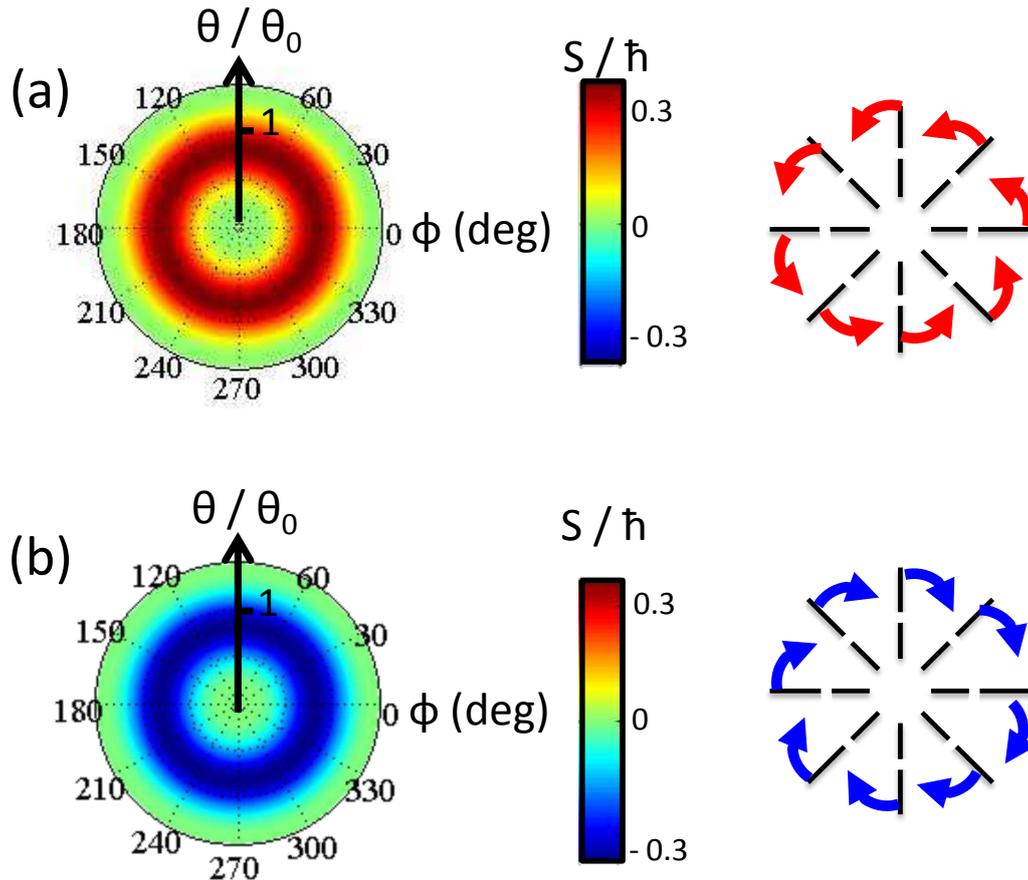


FIGURE 2.7 – Distribution du transfert de moment angulaire de spin  $S$  du faisceau pompe au film de cristal liquide calculée dans les conditions expérimentales de la Fig. 2.5 pour une polarisation circulaire gauche (a) et droite (b). La coordonnée radiale des diagrammes polaires correspond à l'angle  $\theta$  d'incidence de la distribution angulaire des rayons associés au faisceau dans une description géométrique divisée par la divergence  $\theta_0$  du champ pompe incident. Les schémas sur la droite illustrent la conséquence de ce transfert (flèche rouge) calculé sur le cristal liquide au repos sur le champ de directeur réorienté supposé radial (bâtonnets).

De manière plus quantitative, nous avons pu valider l'accord entre les profils expérimentaux radial et azimutal. Cette comparaison est illustrée Fig. 2.8(a) et Fig. 2.8(b) et on conclut à une description satisfaisante en retenant le profil prédit

par  $|\Gamma|$ , soit  $m_r = A_r \frac{r}{w_r} e^{-\frac{2r^2}{w_r^2}}$  et  $m_\phi = A_\phi \frac{r}{w_\phi} e^{-\frac{2r^2}{w_\phi^2}}$ . Ces profils de solution pour  $m_r$  et  $m_\phi$  ayant été validés, on a ensuite étudié leur dépendance en fonction de la divergence  $\theta_0$  du faisceau de pompe, en fixant  $\delta = 1$  (ce qui implique de varier  $z$  la position de l'échantillon). Dans les conditions expérimentales utilisées, on n'observe aucune dépendance franche entre le rapport des extensions spatiales de réorientation radiale et azimutale et la divergence ou la polarisation du faisceau pompe (Fig. 2.8(c)).

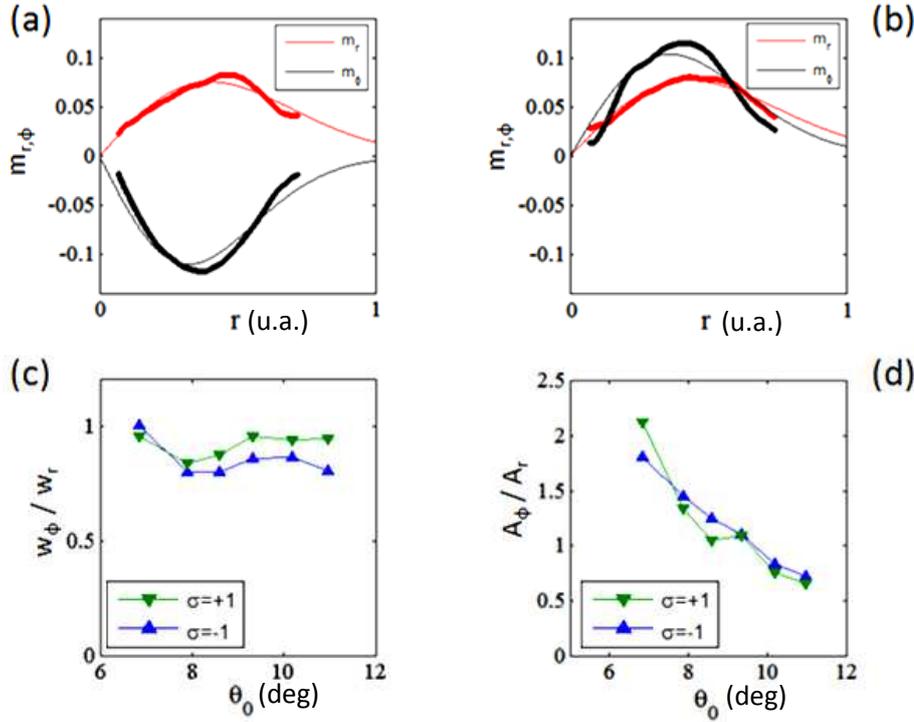


FIGURE 2.8 – Comparaison du profil radial des composantes radiale (en noir) et azimutale (en rouge) de la réorientation du directeur obtenues expérimentalement (points) dans le cas d'une polarisation circulaire gauche (a) et droite (b) dans les conditions de la Fig. 2.5. Les lignes correspondent aux fits par les fonctions  $A_{r,\phi}(r/w_{r,\phi}) \exp(-2r^2/w_{r,\phi}^2)$ . Influence de la dépendance du rapport  $w_\phi/w_r$  entre les rayons caractéristiques des profils de réorientation azimutale et radiale (c) et du rapport  $A_\phi/A_r$  entre les amplitudes azimutale et radiale (d) en fonction de la divergence du faisceau à  $\delta$  fixé. Conditions expérimentales :  $\delta = 1$  et amplitude de réorientation totale du directeur fixée de l'ordre de 0.2.

On note par contre, une dépendance du rapport des amplitudes des composantes radiale et azimutale de la réorientation en fonction de  $\theta_0$ . L'origine de cette dépendance reste hors de portée de la présente description de la réorientation du directeur à l'aide du couple optique. Il pourrait être tentant d'invoquer l'effet de la phase de Gouy pour expliquer cette observation en notant que les composantes radiales et azimutales dépendent en effet de  $\Psi_0$  (cf. Eq.(2.8)), mais comme nous l'avons vu Fig. 2.4, la phase de Gouy ne varie pas suffisamment, sur la gamme de  $\theta_0$  explorée expérimentalement, pour expliquer la dépendance observée.

## 2.4 Cas d'une excitation polarisée linéairement

Dans le cas d'un champ gaussien polarisé linéairement selon  $\mathbf{e}_\beta = \cos\beta\mathbf{u}_x + \sin\beta\mathbf{u}_y$  avec l'échantillon de cristal liquide placé à une position  $z \gg z_0$ , le couple s'écrit :

$$\Gamma = -\frac{\epsilon_0\epsilon_a\epsilon_\perp}{2\epsilon_\parallel} E_0^2 \tan\theta_0 \frac{r}{w(z)} |u(r, z)|^2 \cos(\phi - \beta) \mathbf{e}_{\beta+\frac{\pi}{2}} \quad (2.44)$$

On discute ici le cas d'une polarisation incidente selon  $x$  ( $\beta = 0$ ) ou  $y$  ( $\beta = \pi/2$ ). Si le couple diélectrique est selon l'axe  $y$  (respectivement  $x$ ), le directeur aura tendance à s'orienter suivant l'axe  $x$  (respectivement  $y$ ).

En suivant la méthode décrite section 2.2, on observe expérimentalement deux lobes de réorientation du directeur alignés selon la direction de polarisation du faisceau pompe incident (Fig. 2.9(a) et Fig. 2.9(c)). Le profil spatial de la réorientation totale du directeur est en accord satisfaisant avec le profil de  $|\Gamma|$  (Fig. 2.9(b) et (Fig. 2.9(d))), comme c'était le cas pour l'onde polarisée circulairement. Cependant, lorsqu'on décompose le profil de réorientation selon les directions perpendiculaire ( $\mathbf{u}_{\beta+\pi/2}$ ) et parallèle ( $\mathbf{u}_\beta$ ) à la direction de polarisation du faisceau pompe incident, on observe une composante non nulle selon  $\mathbf{u}_{\beta+\pi/2}$  (cf. Fig. 2.10(b) pour une polarisation  $\mathbf{u}_x$  et Fig. 2.10(c) pour une polarisation  $\mathbf{u}_y$ ). Comme pour le cas circulaire, on peut apporter une explication qualitative en évaluant le transfert de moment angulaire de spin dans ce cas,  $S$  avec [29] :

$$s_3^{in} = 0 \quad (2.45)$$

$$s_3^{out} = \sin \Delta_0 \sin 2(\beta - \phi) \quad (2.46)$$

D'où :

$$S(\theta, \phi) = \sin \Delta_0 \sin 2(\phi - \beta) e^{-2 \frac{\tan^2 \theta}{\tan^2 \theta_0} \hbar} \quad (2.47)$$

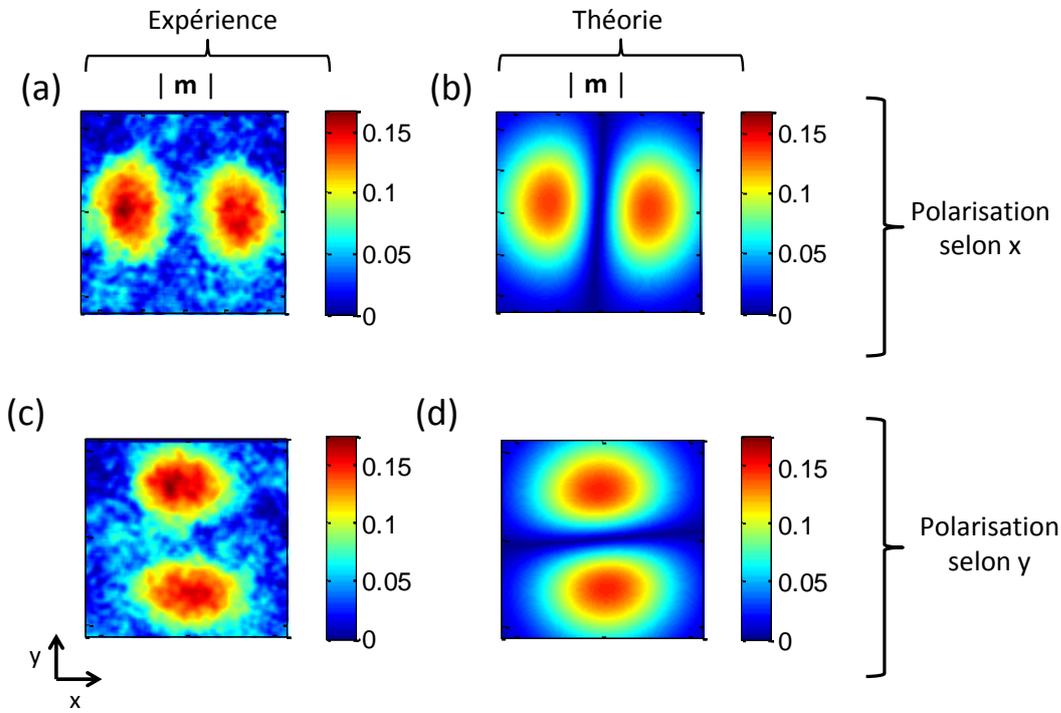


FIGURE 2.9 – Profil expérimental en deux dimensions du champ de directeur reconstruit  $|\mathbf{m}|$  pour un faisceau polarisé linéairement selon  $x$  (a) et selon  $y$  (c). Les images de gauche (a,c) correspondent aux résultats expérimentaux tandis que les images de droite (b,d) correspondent aux meilleurs fits en utilisant la formule de la densité de couple. Conditions expérimentaux :  $\theta_0 = 7.9^\circ$ ,  $\delta = 1.1$ ,  $P = 202\text{mW}$  et  $L = 57\mu\text{m}$ .

Comme cela est illustré (Fig. 2.11), on a ainsi une explication de l'apparition d'une composante de réorientation selon  $\mathbf{u}_{\beta+\pi/2}$  (Fig. 2.10(b) et Fig. 2.10(d)).

Les résultats ont été généralisés à un angle  $\beta$  quelconque. Cela est résumé dans la Fig. 2.12 où la distribution spatiale de l'amplitude à  $\beta = 40^\circ$  est montrée

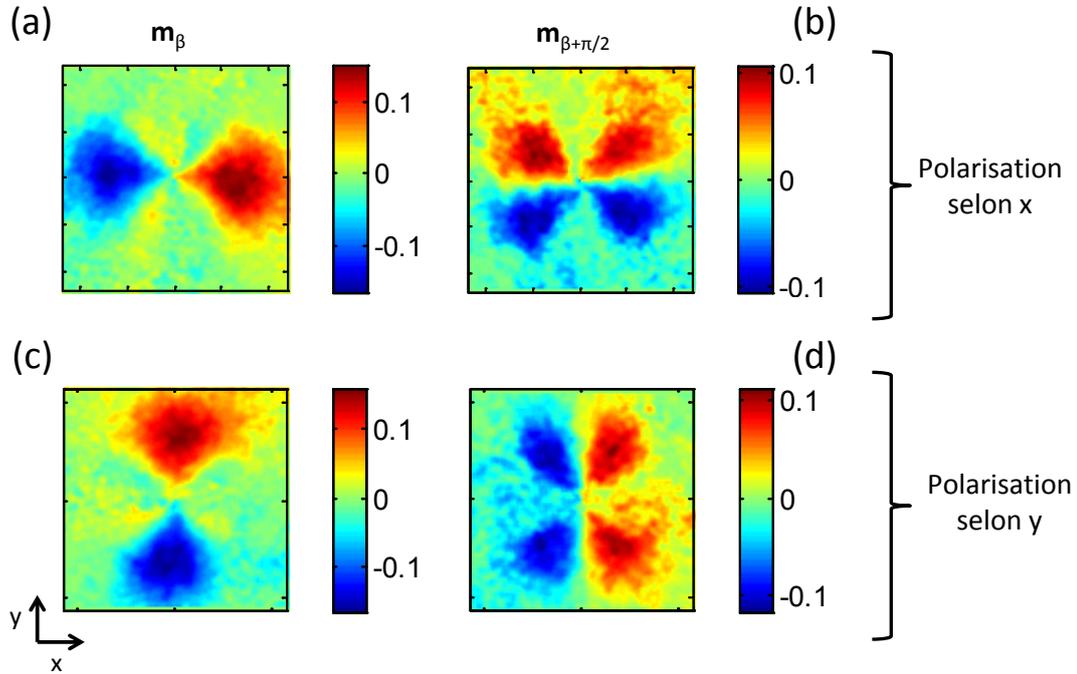


FIGURE 2.10 – Les profils de réorientation total de module  $|\mathbf{m}|$  présentés Fig. 2.9 se décompose en la somme d'un mode parallèle  $m_\beta = \mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_\beta$  ((a) et (c)) et d'un mode perpendiculaire  $m_{\beta+\pi/2} = \mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_{\beta+\pi/2}$  ((b) et (d)).

en Fig. 2.12(a) alors que  $\beta_{exp}$  observé pour les deux lobes caractéristiques de réorientation en fonction de  $\beta$  est représenté Fig. 2.12(b), où la droite correspond au résultat attendu (cf. Eq.(2.44)) :  $\beta_{exp} = \beta$ . L'accord est satisfaisant : l'angle azimutal influe uniquement sur l'angle de réorientation.

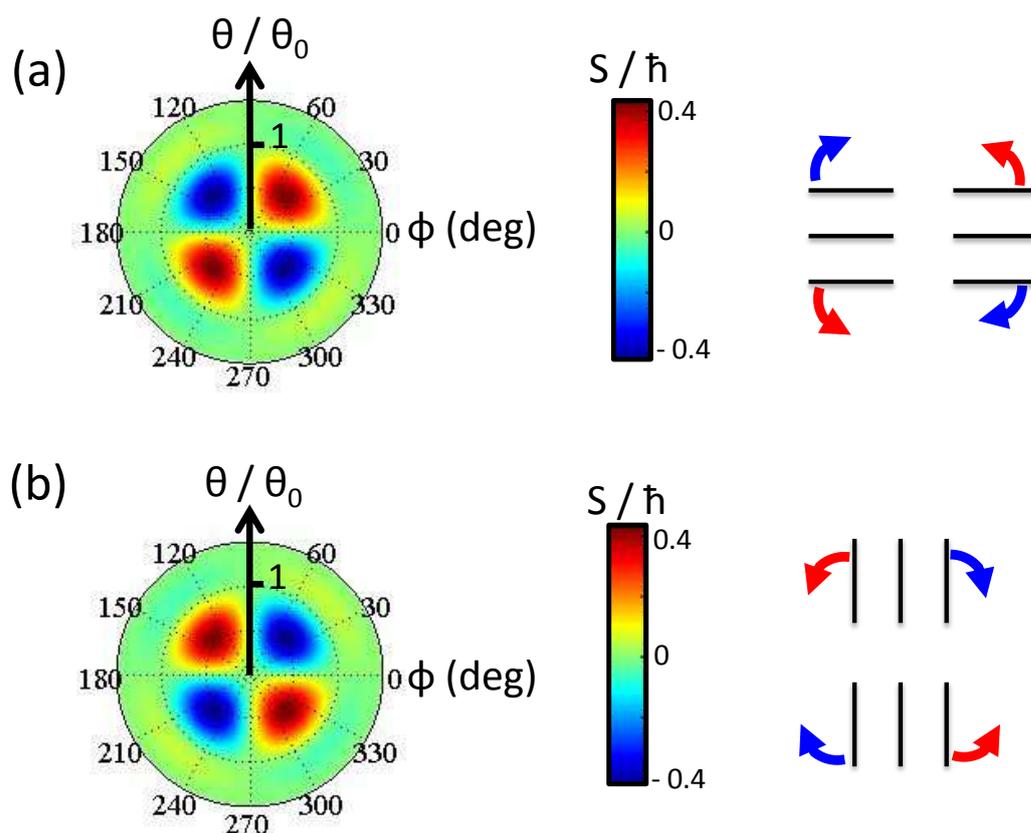


FIGURE 2.11 – Rétroaction  $S$  calculé dans les conditions expérimentaux de la Fig. 2.9 pour une polarisation linéaire selon  $x$  (a) et selon  $y$  (b). Le rayon du diagramme polaire correspond à un angle  $\theta$  d'incidence de la distribution angulaire du faisceau exprimé en fonction de  $\theta_0$ . Les schémas sur la droite illustrent la conséquence de ce transfert (flèche rouge) calculé sur le cristal liquide au repos sur le champ de directeur réorienté (bâtonnets).

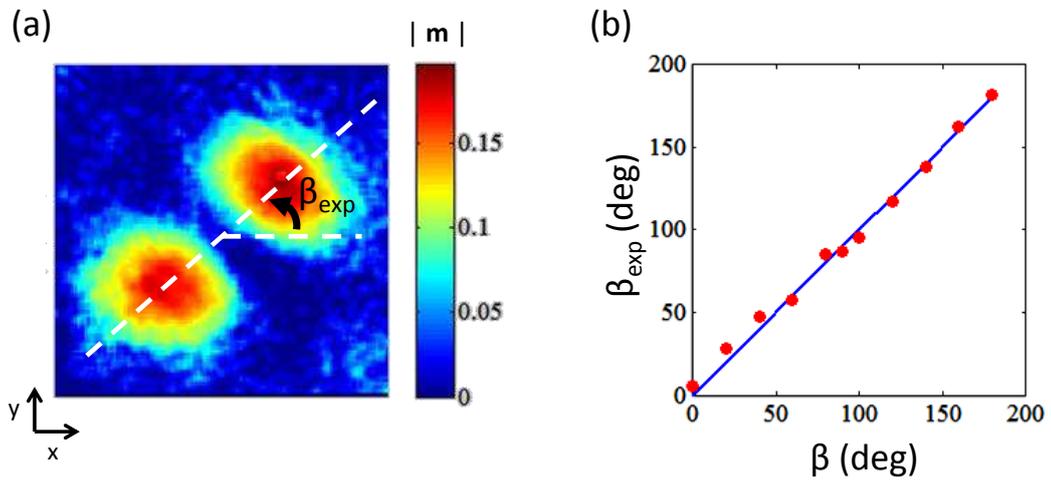


FIGURE 2.12 – (a) Exemple du profil de réorientation spatiale du directeur dans le cas d’une excitation  $\beta = 40^\circ$  et  $\chi = 0$ . (b) Comparaison quantitative entre le paramètre de fit  $\beta_{exp}$  données par l’Eq. (2.44) en fittant les résultats expérimentaux par l’azimut  $\beta$  associé à l’ellipse de polarisation du champ exciteur.

## 2.5 Cas d'une excitation polarisée elliptiquement

Considérons maintenant le cas d'un faisceau gaussien de polarisation elliptique ( $\chi$  variable) et d'azimut nul ( $\psi = 0$ ) incident sur le film. Dans les conditions  $z \gg z_0$ , l'expression du couple optique (Eq. (2.8)) prend la forme :

$$\mathbf{\Gamma} = -\frac{\epsilon_0 \epsilon_a \epsilon_{\perp}}{4\epsilon_{\parallel}} E_0^2 \tan \theta_0 \frac{r}{w(z)} |u(r, z)|^2 [\cos 2\chi \sin 2\phi \mathbf{u}_r + (1 + \cos 2\chi \cos 2\phi) \mathbf{u}_{\phi}] \quad (2.48)$$

D'où, le module du couple s'écrit dans ce cas :

$$|\mathbf{\Gamma}| = \frac{\epsilon_0 \epsilon_a \epsilon_{\perp}}{4\epsilon_{\parallel}} E_0^2 \tan \theta_0 \frac{r}{w(z)} |u(r, z)|^2 \sqrt{1 + \cos 2\chi (\cos 2\chi + 2 \cos 2\phi)} \quad (2.49)$$

Comme on a pu l'observer (Fig. 2.13 (a)), l'ellipticité contrôle uniquement la forme du profil de réorientation ce qui valide les résultats théoriques attendus (cf. Eq.(2.49)).

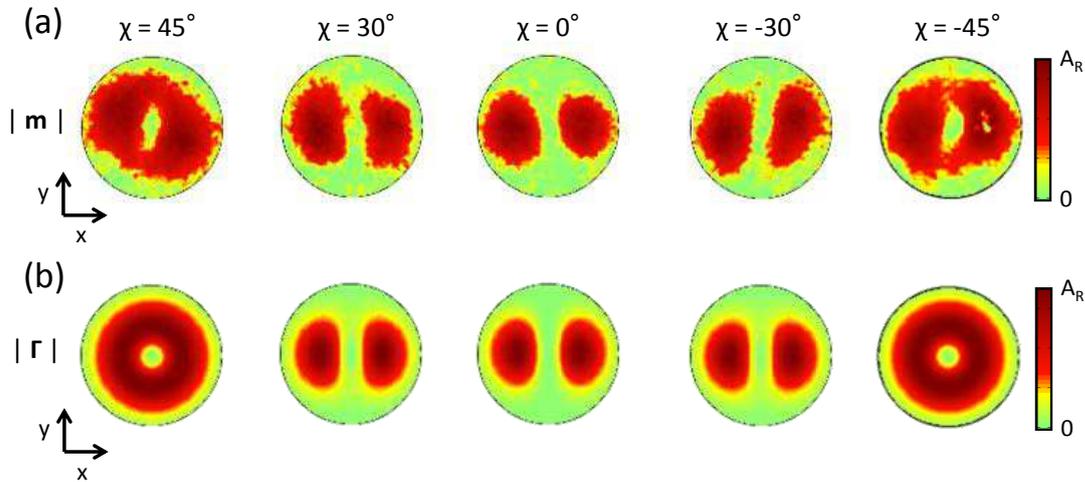


FIGURE 2.13 – (a) Détermination expérimentale du profil de réorientation de  $|\mathbf{m}|$  en fonction de  $\chi$ , à  $\psi = 0$ . (b) Profils attendus d'après l'expression de  $|\mathbf{\Gamma}|$  donnée par l'Eq.(2.49).

En conclusion, nous avons montré expérimentalement qu'il était possible de structurer topologiquement la matière de diverses façons en jouant sur la polarisation d'un faisceau gaussien. De plus, nous avons démontré que ces différents patterns de réorientation peuvent être prédits par le calcul de la densité du couple

optique diélectrique exercé sur le directeur au repos. Puis, pour analyser qualitativement les différents modes de réorientation, il a fallu complexifier le modèle en considérant le transfert de moment angulaire de spin du faisceau au cristal liquide.

Cette réorientation topologique induite par la lumière est à l'origine de récents résultats concernant la génération de défauts. On peut citer les expériences de Barboza et al. [30, 31] concernant la génération de défauts topologique par la lumière sur un film avec substrats photosensibles. Contrairement au cas présenté ici, le moteur de la réorientation dans leur cas est le champ électrique quasistatique généré par la lumière sur le film photosensible : le champ lumineux sert à générer le défaut par le biais de l'effet électro-optique de la valve et à le positionner en utilisant le champ électrique transverse induit.

# Structuration optique sous champ “complexe”

Comme nous l’avons vu au chapitre 2, un faisceau lumineux “simple”, tel que celui d’un mode fondamental Gaussien, peut générer un champ de directeur réorienté associé à des caractéristiques topologiques bien définies. Dans ce chapitre nous discuterons du cas où le champ excitateur est “complexe”. Nous entendons ici par champs complexes le cas de champs associés respectivement à des singularités de phase et de polarisation, usuellement appelés vortex optiques de phase et de polarisation. Ces champs singuliers vont-ils induire de nouvelles classes de singularités matérielles ? C’est ce à quoi nous tenterons de répondre. Nous commencerons par introduire la technique utilisée pour obtenir ces types de faisceaux, puis nous caractériserons expérimentalement les faisceaux ainsi obtenus. La densité de couple optique résultant de ces champs sera calculée et nous mesurerons ensuite les profils de la réorientation spatiale du directeur à l’aide de la méthode décrite section 2.2 dans le cas de ces deux types de faisceaux singuliers. Enfin, la confrontation entre les prédictions et les observations sera effectuée et discutée.

### 3.1 Obtention des champs singuliers

Il existe plusieurs techniques pour pouvoir générer des vortex optiques de phase ou de polarisation. Les principales techniques encore utilisées à ce jour ont été développées dans les années 90. On peut mentionner (i) l’utilisation d’hologrammes générés par ordinateur [32], ce qui de nos jours implique généralement l’emploi de modulateurs de phase spatiaux, et (ii) l’utilisation de spirales de phases [33, 34]. Depuis, ces techniques ont été intensément étudiées et sont maintenant bien établies. L’utilisation de cristaux solides anisotropes a aussi été

proposée il y a une quinzaine d'années [35, 36] et on a à l'heure actuelle toute une boîte à outils pour mettre en forme les singularités de champs optiques à l'aide de cristaux biréfringents [25]. L'utilisation de milieux biréfringents inhomogènes a aussi été démontré comme un moyen efficace de générer des vortex optiques. Il s'agit d'exploiter la dépendance azimutale de l'axe optique d'un milieu spatialement structuré, dont l'orientation est donnée par l'angle  $\Psi = q\phi$  avec  $q$  demi entier. Cela a d'abord été démontré dans le domaine infrarouge à l'aide d'une biréfringence de forme obtenue par structuration artificielle d'un film métallique [37] puis étendue au domaine visible quelques années plus tard à l'aide de la structuration artificielle de la biréfringence naturelle d'un cristal liquide [38]. Plus récemment, un effort de réduction d'échelle spatiale a été entrepris pour obtenir des générateurs de vortex optiques à l'échelle microscopique. En particulier, des spirales de phase microscopiques ont été développées à l'aide de techniques de photopolymérisation [39] qui sont maintenant optimisées [40, 41]. De tels progrès concernent aussi les générateurs inhomogènes et anisotropes, appelés " $q$ -plates". En effet, ceux-ci peuvent être obtenus à petite échelle à l'aide de défauts topologiques de cristaux liquides [42, 43, 44, 45, 46].

Dans notre cas, nous avons opté pour l'utilisation de  $q$ -plates dont le retard de phase est uniforme et vaut  $\pi$  pour la longueur d'onde utilisée, 532nm. En effet, comme nous le verrons dans la suite, cela permet de générer à la fois des vortex de phase et de polarisation simplement en changeant la polarisation du faisceau Gaussien incident sur l'élément optique. Les  $q$ -plates que nous avons utilisées sont des lames de verre nanostructurées (Altechna) dont la caractérisation de principe de la distribution de l'axe optique est présentée Fig. 3.1 à travers la distribution spatiale de la distribution d'intensité entre polariseur croisé sous illumination gaussienne.

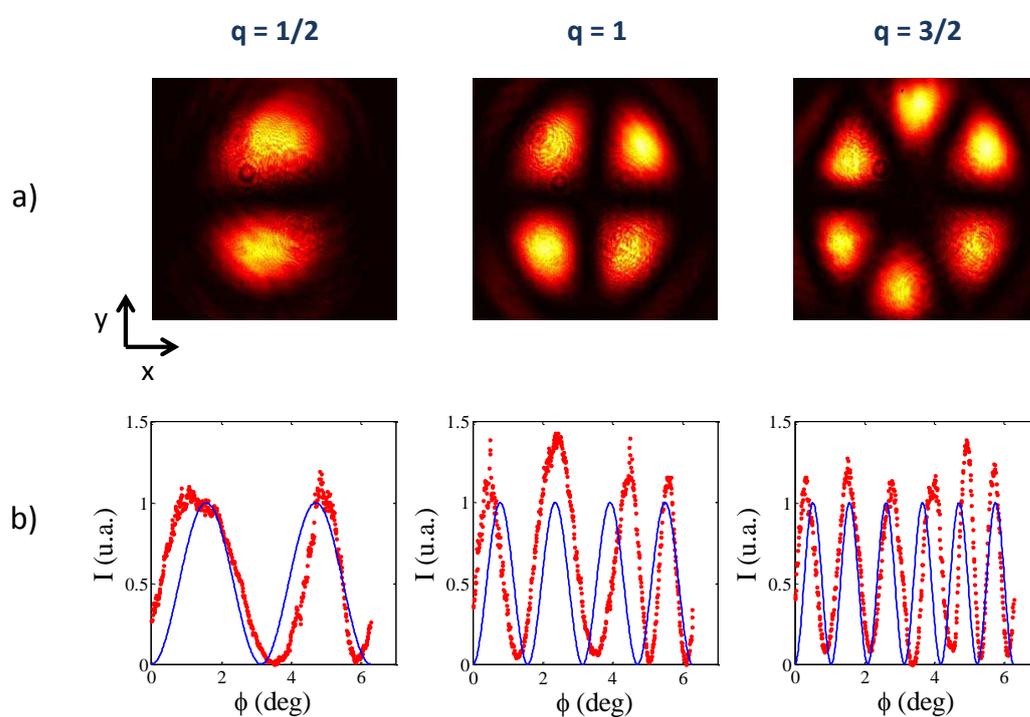


FIGURE 3.1 – (a) Distribution d'intensité de la composante polarisée selon l'axe  $y$  du champ en sortie des  $q$ -plates utilisées dans ce chapitre et illuminées par un faisceau gaussien polarisée linéairement selon l'axe  $x$ . (b) Profil azimuthal expérimentale de l'intensité et profil théorique (ligne continue)  $\sin^2(2q\phi)$  prévue pour une  $q$ -plate.

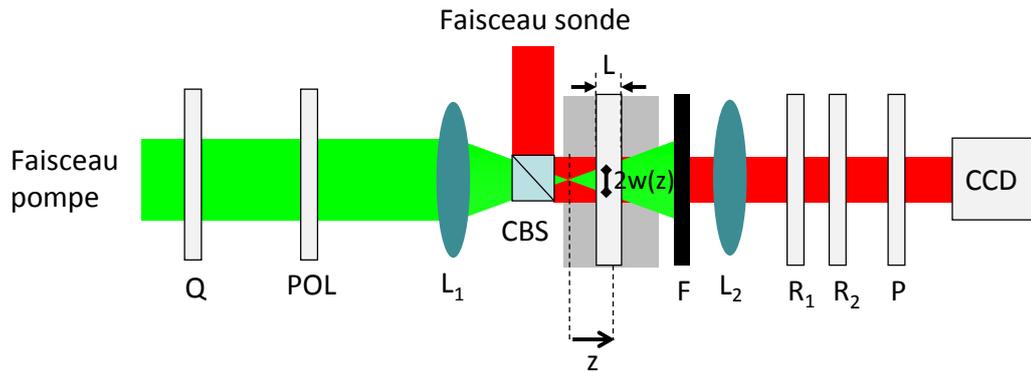


FIGURE 3.2 – Dispositif expérimental pompe-sonde utilisé dans le cadre de ce chapitre. Un faisceau pompe gaussien, de longueur d'onde  $\lambda = 532\text{nm}$  et de polarisation contrôlée, arrive à incidence normale sur une q-plate ( $Q$ ) possédant un défaut de charge  $q = 1/2, 1$  ou  $3/2$  (le cas  $q = 0$  correspond à une lame demi-onde, autrement dit au cas d'un faisceau pompe "simple" étudié au chap.2) et un retard  $\lambda/2$ . La polarisation du faisceau est ensuite contrôlée à l'aide d'un jeu d'optiques de polarisation (polariseur, lame à retard), noté  $POL$ , dont la choix dépend des situations explorées. Le faisceau est ensuite focalisé à incidence normale à l'aide de la lentille  $L_1$  sur le film de cristal liquide homéotrope d'épaisseur  $57\mu\text{m}$ . Un faisceau sonde, de longueur d'onde  $\lambda = 633\text{nm}$ , collimé et colinéaire au faisceau pompe, est incident avec un état de polarisation circulaire sur l'échantillon. Le cube séparateur de front d'onde ( $CS$ ) permet de combiner les deux faisceaux sur le cristal liquide. Le filtre coloré  $F$  absorbe la longueur d'onde  $\lambda = 532\text{nm}$  et transmet le faisceau sonde sans modification de son état de polarisation. La zone réorientée du cristal liquide est ensuite imagée, à  $633\text{nm}$ , grâce à la lentille  $L_2$  et une caméra. La distribution de l'état de polarisation de l'image obtenue est analysée quantitativement à l'aide de deux lames retardatrices électriquement contrôlables  $R_{1,2}$  (voir méthode section 2.2).

### 3.1.1 Vortex optique de phase

Considérons tout d'abord le cas d'une onde de polarisation circulaire  $\mathbf{e}_\sigma$  droite ( $\sigma = -1$ ) ou gauche ( $\sigma = 1$ ) incident sur la lame Q de charge  $q$ . En considérant l'onde incidente comme plane,  $\mathbf{E}^{in} = E_0 \mathbf{e}_\sigma$ , et en négligeant la diffraction de celle-ci sur Q, le champ pompe en sortie s'écrit à l'aide du formalisme de Jones comme :

$$\mathbf{E}^{out} = E_0 \widehat{Q} \mathbf{e}_\sigma \quad (3.1)$$

avec la matrice de Jones de Q qui s'écrit :

$$\widehat{Q} = \begin{bmatrix} \cos 2q\phi & \sin 2q\phi \\ \sin 2q\phi & -\cos 2q\phi \end{bmatrix}. \quad (3.2)$$

On en déduit donc :

$$\mathbf{E}^{out} = E_0 e^{i2\sigma q\phi} \mathbf{e}_{-\sigma} \quad (3.3)$$

On va donc pouvoir ainsi générer à l'aide d'un faisceau gaussien polarisé circulairement ( $\sigma = \pm 1$ ) un faisceau de polarisation contra-circulaire ( $\sigma = \mp 1$ ) possédant un front d'onde hélicoïdal associé à une singularité de phase de charge topologique  $\ell = 2\sigma q$  : les vortex optiques de phase, dont la polarisation peut ensuite être contrôlée à l'aide d'optiques de polarisation conventionnelles (Fig.3.2).

### 3.1.2 Vortex optique de polarisation

Considérons maintenant le cas d'une onde polarisée linéairement selon  $x$  incidente sur la lame Q,  $\mathbf{E}^{in} = E_0 \frac{\mathbf{e}_{+1} + \mathbf{e}_{-1}}{\sqrt{2}} \mathbf{e}_x$ . En sortie on aura cette fois-ci (cf. Eq.(3.3)) :

$$\mathbf{E}^{out} = E_0 (e^{i2\sigma q\phi} \mathbf{e}_{-\sigma} + e^{-i2\sigma q\phi} \mathbf{e}_\sigma) \quad (3.4)$$

qui se réécrit sur la base  $(x, y)$  :

$$\mathbf{E}^{out} = \cos 2q\phi \mathbf{u}_x + \sin 2q\phi \mathbf{u}_y \quad (3.5)$$

On obtient ainsi un faisceau dont la polarisation varie azimuthalement autour du centre du faisceau (où la polarisation n'est pas définie). Ce type de faisceau est

appelé couramment vortex optique de polarisation de charge topologique  $\ell = 2q$ . Une manière élégante d'obtenir  $\ell = -2q$  sans changer  $q$  consiste à placer une lame de phase demi-onde orientée selon  $x$  après la lame Q.

En conclusion, une lame Q donnée permet d'obtenir deux types de vortex, de phase et de polarisation, de charge topologique  $\ell = \pm 2q$ .

## 3.2 Caractérisation des champs complexes

Lors des expériences que nous avons réalisées, nous avons utilisé  $q = 1/2, 1$  et  $3/2$ . On a donc accès à des vortex optiques de phase et de polarisation de charge topologique  $\pm 1, \pm 2$  ou  $\pm 3$  pour le champ pompe.

Nous avons aussi pu vérifier dans le cas des vortex de polarisation le profil expérimental de la polarisation est donnée par l'azimut  $\psi = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{s_2}{s_1}\right)$  (cf. section 2.2). Concernant le cas des vortex de phase, la phase  $\Phi$  ne pouvant pas être mesurée directement à l'aide du dispositif utilisé, on a reconstruit le pattern de phase  $\Phi$  à partir de la mesure de la distribution de l'azimut du champ de sortie pour un champ incident de polarisation non circulaire [45]. On a alors :  $\Phi = \arctan\left(\frac{s_2}{s_1}\right)$ . On a ainsi pu vérifier expérimentalement la dépendance azimutale de la phase et de la polarisation (Fig. 3.3).

Le calcul de la densité de couple nécessite d'avoir une forme analytique des champs vortex. Dans le cadre d'une focalisation modérée (en pratique,  $\theta_0 \leq 10^\circ$ ), la dépendance radiale de leur intensité peut être décrite à l'aide des polynômes de Laguerre-Gauss d'indice radial  $p = 0$  et d'indice azimutal  $\ell$ . Ceci a été montré en fittant le profil radial d'intensité des vortex optiques obtenus par un profil de Laguerre-Gauss ( $p = 0, \ell$ ), soit :

$$I_{p=0,\ell} \propto \left(\frac{r}{w}\right)^{2|\ell|} e^{-\frac{2r^2}{w^2}}. \quad (3.6)$$

Les résultats sont présentés Fig. 3.4, où les données correspondent au champ juste avant  $L_1$  (Fig. 3.2) Nous observons un bon accord entre la théorie et l'expérience qui nous permettra par la suite de modéliser les différents vortex optiques à l'aide des modes de Laguerre-Gauss  $p = 0$ . On note aussi que pour

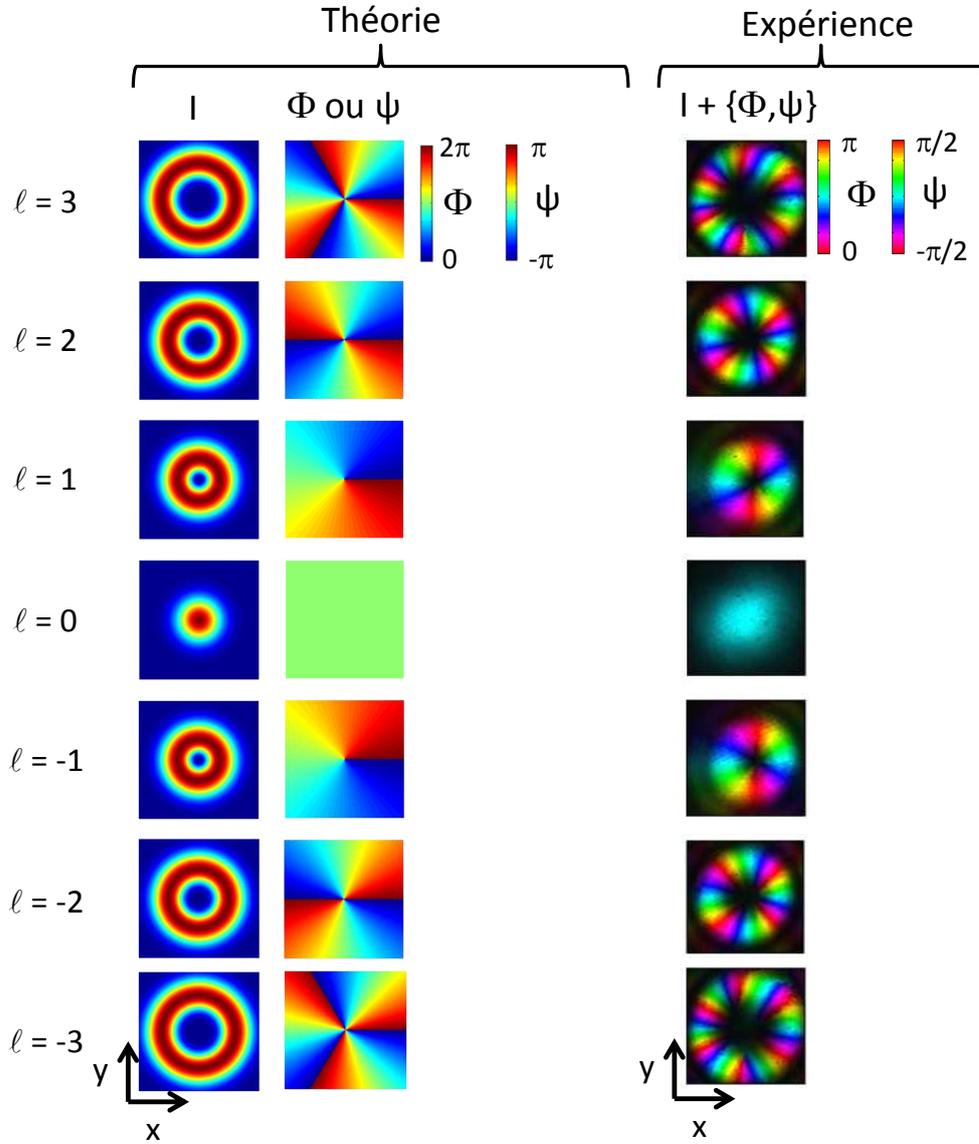


FIGURE 3.3 – *Théorie* : profil d'intensité  $I$ , de phase  $\Phi$  et de l'azimut de polarisation  $\psi$  des champs complexes utilisés associés à la charge topologique  $\ell$ . *Expérience* : mesures à l'emplacement du cristal liquide où la luminosité indique l'intensité et la teinte indique la phase ou l'azimut de polarisation. *Remarque* : Dans le cas des vortex de phase, le profil de  $\Phi$  est représenté entre 0 et  $2\pi$ . Dans le cas du vortex de polarisation, le profil de  $\psi$  est représenté entre  $-\pi$  et  $\pi$ .

un faisceau Laguerre-Gauss  $LG_{0\ell}$ , le rayon associé à l'intensité maximale vérifie  $r_{LG_{0\ell}} = w_G \sqrt{\ell/2}$ , avec  $w_G$  le waist du faisceau juste avant la lentille  $L_1$ , ce qui n'est pas vérifié expérimentalement (voir section 3.6). Seule une observation

qualitative de la dépendance radiale des profils de réorientation sera donc faite par la suite.

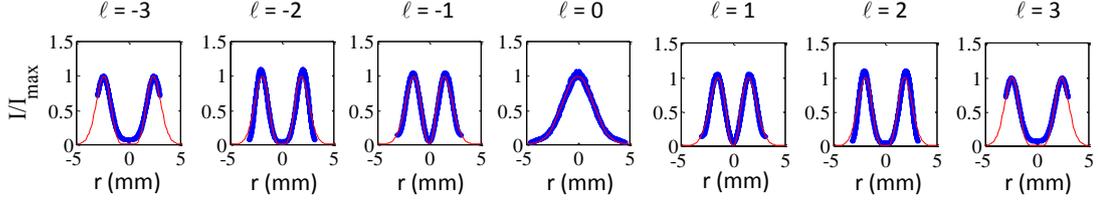


FIGURE 3.4 – *Fit radiale (ligne rouge) par le profil d'intensité d'un faisceau Laguerre-Gauss  $LG_{0\ell}$  des profils expérimentaux (ligne bleue) obtenus juste avant  $L_1$  (Fig. 3.2).*

### 3.3 Densité de couple sous champ complexe

A partir des vérifications faites lors de la section précédente, il est pertinent de modéliser par la suite le calcul du couple avec des champs excitateurs singuliers écrits sur la base des modes de Laguerre-Gauss.

#### 3.3.1 Cas d'un vortex optique de phase

Le champ électrique transverse d'un faisceau Laguerre-Gauss se propageant selon l'axe  $z$  s'écrit :

$$\mathbf{E}_\perp = E_{0,\ell} u_\ell(r, \phi, z) e^{-i(\omega t - kz)} \mathbf{e}_\perp \quad (3.7)$$

avec  $E_{0,\ell} = \frac{E_0 2^{|\ell|/2}}{\sqrt{\ell!}}$  l'amplitude du champ Laguerre-Gauss où  $E_0$  est relié à la puissance totale incidente selon l'Eq.(2.4) et  $a!$  est la factorielle de  $a$ . Le profil spatial  $u_\ell(r, \phi, z)$  du faisceau est défini comme :

$$u_\ell(r, \phi, z) = \frac{w_0}{w(z)} \left( \frac{r}{w(z)} \right)^{|\ell|} e^{-\frac{r^2}{w^2(z)} + i \frac{kr^2}{2z(1+z_0^2/z^2)} - i\Psi_\ell(z)} e^{i\ell\phi}$$

avec  $\Psi_\ell(z) = (1 + |\ell|)\Psi_0$  la phase de Gouy associée à un faisceau Laguerre-Gauss où  $\Psi_0 = \arctan(z/z_0)$  la phase de Gouy associée à un faisceau gaussien, et  $\mathbf{e}_\perp$  la polarisation du faisceau.

On s'attend a priori à une dépendance en polarisation de la densité de couple optique comme on l'a montré pour le cas gaussien ( $\ell = 0$ ) dans le chapitre 2. On va ici s'intéresser à deux cas particuliers : le cas d'une polarisation circulaire ( $\mathbf{e}_\perp = \mathbf{e}_\sigma = (\mathbf{u}_x \pm i\mathbf{u}_y)/\sqrt{2}$ ) et celui d'une polarisation linéaire ( $\mathbf{e}_\perp = \mathbf{e}_\beta$ , avec  $\mathbf{e}_\beta = \cos \beta \mathbf{u}_x + \sin \beta \mathbf{u}_y$ ).

#### Cas d'une polarisation circulaire

Dans le cadre des hypothèses faites au chap.2 et de l'Eq.(3.7), on obtient pour le champ total d'un vortex de phase de polarisation circulaire :

$$E_z = \frac{i\epsilon_\perp}{\sqrt{2}\epsilon_\parallel} E_{0,\ell} \tan \theta_0 \frac{r}{w(z)} u_\ell(r, \phi, z) e^{i\sigma\phi} \left[ \frac{(|\ell| - \sigma\ell)w_0w(z)}{2r^2} - e^{-i\Psi_0(z)} \right] e^{-i(\omega t - kz)} \quad (3.8)$$

En utilisant l'Eq.(3.7) et l'Eq.(3.8), la densité de couple optique diélectrique s'exprime :

$$\mathbf{\Gamma} = \frac{\epsilon_0\epsilon_a\epsilon_\perp}{4\epsilon_\parallel} E_{0,\ell}^2 \tan \theta_0 \frac{r}{w(z)} |u_\ell(r, \phi, z)|^2 \left\{ \sigma \left[ \cos \Psi_0(z) - \frac{(|\ell| - \sigma\ell)w_0w(z)}{2r^2} \right] \mathbf{u}_r - \sin(\Psi_0(z)) \mathbf{u}_\phi \right\} \quad (3.9)$$

#### Cas d'une polarisation linéaire

Dans le cas d'une polarisation linéaire selon  $\mathbf{e}_\beta$  et en utilisant la même procédure que précédemment, le champ longitudinal est :

$$E_z = \frac{i\epsilon_\perp}{\epsilon_\parallel} E_{0,\ell} \tan \theta_0 \frac{r}{w(z)} u_\ell(r, \phi, z) \left[ \cos(\phi - \beta) \left( \frac{|\ell|w_0w(z)}{2r^2} - e^{-i\Psi_0(z)} \right) - i\ell \sin(\phi - \beta) \frac{w_0w(z)}{2r^2} \right] e^{-i(\omega t - kz)} \quad (3.10)$$

Et le calcul de la densité de couple optique donne :

$$\mathbf{\Gamma} = - \frac{\epsilon_0\epsilon_a\epsilon_\perp}{2\epsilon_\parallel} E_{0,\ell}^2 \tan \theta_0 \frac{r}{w(z)} |u_\ell(r, \phi, z)|^2 \left[ \cos(\phi - \beta) \sin \Psi_0(z) - \ell \sin(\phi - \beta) \frac{w_0w(z)}{2r^2} \right] \mathbf{e}_{\beta+\pi/2} \quad (3.11)$$

### 3.3.2 Cas d'un vortex optique de polarisation

Comme l'illustre l'Eq.(3.4), un vortex de polarisation se décrit comme la superposition de deux vortex de phase de charge topologiques opposées et de polarisation circulaire orthogonales. Ainsi, on modélisera un vortex de polarisation de charge  $\ell$  comme la superposition d'un champ Laguerre-Gauss de charge  $\ell$  polarisé selon  $\mathbf{e}_{\sigma=-1}$  et un champ Laguerre-Gauss de charge  $-\ell$  polarisé selon  $\mathbf{e}_{\sigma=1}$  :

$$\mathbf{E}_{\perp} = \frac{E_{0,\ell}}{\sqrt{2}} [u_{\ell}\mathbf{e}_{-1} + u_{-\ell}\mathbf{e}_1] e^{-i(\omega t - kz)} \quad (3.12)$$

On en déduit que le champ longitudinal de l'onde s'exprime :

$$E_z = i \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} E_{0,\ell} \tan \theta_0 \frac{r}{w(z)} u_{\ell}(r, \phi, z) e^{-i\ell\phi} \cos[(\ell-1)\phi] \left[ \frac{(|\ell| + \ell)w_0 w(z)}{r^2} - e^{-i\Psi_0} \right] e^{-i(\omega t - kz)} \quad (3.13)$$

On peut alors exprimer le couple qui s'applique dans ces conditions :

$$\mathbf{\Gamma} = -\frac{\epsilon_0 \epsilon_a \epsilon_{\perp}}{2\epsilon_{\parallel}} E_{0,\ell}^2 \tan \theta_0 \frac{r}{w(z)} |u_{\ell}(r, \phi, z)|^2 \sin \Psi_0(z) \cos[(1 - \ell)\phi] \mathbf{e}_{\ell\phi + \pi/2} \quad (3.14)$$

Dans le cadre de notre approche, on prévoit donc que la dépendance azimutale de la distribution spatiale de la réorientation est caractéristique de la charge  $\ell$  du faisceau.

## 3.4 Structuration sous l'effet d'un vortex de phase

### 3.4.1 Considérations expérimentales

Dans cette section, on traite le cas particulier d'un vortex optique de phase focalisé sur un film de cristal liquide placé en pratique à une position  $z \gg z_0$  (Fig. 2.1). Dans ces conditions, l'expression du couple optique diélectrique (cf. Eq. (3.9) et Eq. (3.11)) s'exerçant sur le cristal liquide se simplifie car on peut alors considérer  $\Psi_0 \approx \pi/2$  dans les conditions expérimentales utilisées (Fig. 2.4).

Considérons tout d'abord le cas d'un vortex optique de phase polarisé circulairement. Dans le cas où la composante radiale du couple est non nulle (soit

$\sigma\ell < 0$ ), on note que l'on peut négliger celle-ci (Fig. 3.5).

$$\mathbf{\Gamma} \approx -\frac{\epsilon_0\epsilon_a\epsilon_\perp}{4\epsilon_\parallel} E_{0,\ell}^2 \tan\theta_0 \frac{r}{w(z)} |u_\ell(r, \phi, z)|^2 \mathbf{u}_\phi \quad (3.15)$$

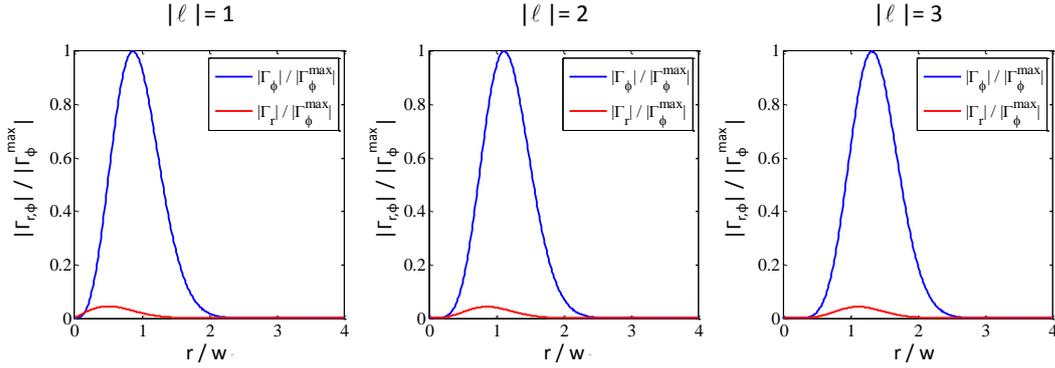


FIGURE 3.5 – Evolution des composantes  $|\Gamma_r|$  et  $|\Gamma_\phi|$  en fonction de  $r$  dans le cas d'un vortex de polarisation circulaire vérifiant  $\sigma\ell < 0$  avec  $1 < |\ell| < 3$ . Conditions expérimentales : échantillon E7 d'épaisseur  $57\mu\text{m}$ ,  $\delta = 2$  et  $\theta_0 = 8^\circ$ .

Considérons maintenant le cas d'un vortex optique de phase polarisé linéairement. Dans ce cas, le couple (cf. Eq.(3.11)) peut se décomposer, dans nos conditions expérimentales, en deux termes :  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$  définis comme :

$$\mathbf{\Gamma}_1 = -\frac{\epsilon_0\epsilon_a\epsilon_\perp}{2\epsilon_\parallel} E_{0,\ell}^2 \tan\theta_0 \frac{r}{w(z)} |u_\ell(r, \phi, z)|^2 \cos(\phi - \beta) \mathbf{e}_{\beta+\pi/2} \quad (3.16)$$

$$\mathbf{\Gamma}_2 = \frac{\epsilon_0\epsilon_a\epsilon_\perp}{2\epsilon_\parallel} E_{0,\ell}^2 \tan\theta_0 \frac{r}{w(z)} |u_\ell(r, \phi, z)|^2 \left[ \ell \sin(\phi - \beta) \frac{w_0 w(z)}{2r^2} \right] \mathbf{e}_{\beta+\pi/2} \quad (3.17)$$

Dans les conditions expérimentales utilisées, le rapport de ces deux termes est présenté Fig. 3.6. On observe que  $\Gamma_2$  est faible devant  $\Gamma_1$ . On peut dans ce cas négliger  $\Gamma_2$ , soit :

$$\mathbf{\Gamma} \approx -\frac{\epsilon_0\epsilon_a\epsilon_\perp}{2\epsilon_\parallel} E_{0,\ell}^2 \tan\theta_0 \frac{r}{w(z)} |u_\ell(r, \phi, z)|^2 \cos(\phi - \beta) \mathbf{e}_{\beta+\pi/2} \quad (3.18)$$

De plus, dans le cas des vortex de phase circulaire ou linéaire (cf. Eq. (3.9) et Eq. (3.11)), il pourrait a priori être intéressant d'augmenter la charge du vortex pour accéder à de nouveaux modes de réorientation. Mais, comme nous pouvons l'observer dans le cas d'un vortex de phase polarisé circulairement (Fig. 3.7(a)) et

d'un vortex de phase polarisé linéaire (Fig. 3.7(b) et (c)), ces contributions restent négligeable car le rayon associé au maximum de réorientation dépend lui-aussi de  $\ell$ .

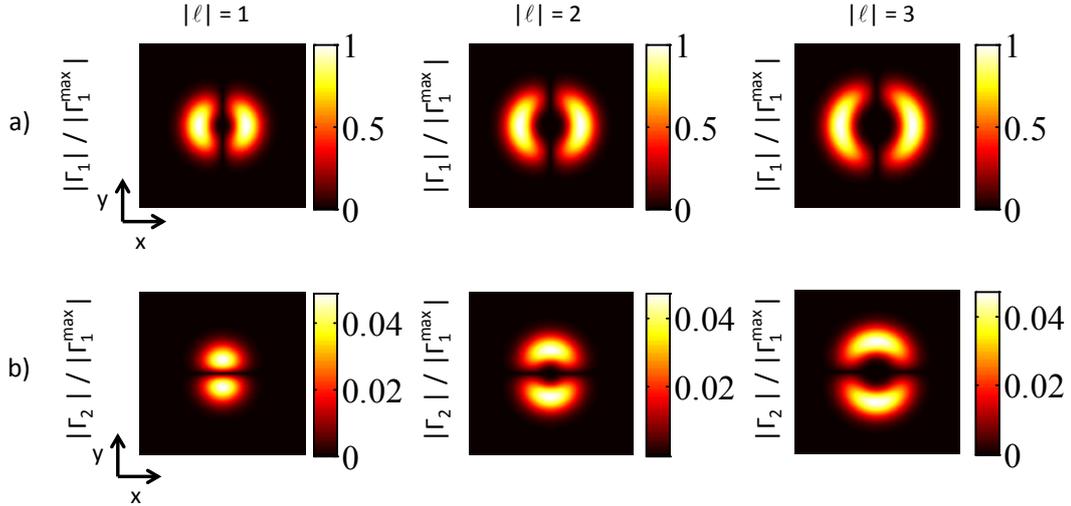


FIGURE 3.6 – Profil spatial normalisé des composantes  $|\Gamma_1|$  (a) et  $|\Gamma_2|$  (b) dans le cadre d'un vortex de polarisation linéaire selon  $x$  de charge  $1 < |\ell| < 3$ . Conditions expérimentales : échantillon E7 d'épaisseur  $57\mu\text{m}$ ,  $\delta = 2$  et  $\theta_0 = 8^\circ$ .

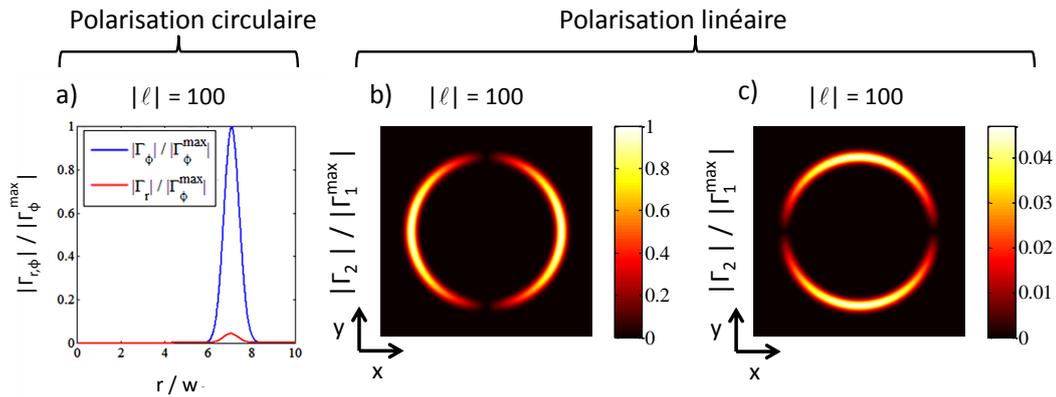


FIGURE 3.7 – (a) Evolution des composantes  $|\Gamma_r|$  et  $|\Gamma_\phi|$  en fonction de  $r$  dans le cas d'un vortex polarisé circulairement vérifiant  $\sigma\ell < 0$  avec  $|\ell| = 100$ . Profil spatial normalisé des composantes  $|\Gamma_1|$  (b) et  $|\Gamma_2|$  (c) dans le cadre d'un vortex polarisé linéaire selon  $x$  de charge  $|\ell| = 100$ . Conditions expérimentales : échantillon E7 d'épaisseur  $57\mu\text{m}$ ,  $\delta = 2$  et  $\theta_0 = 8^\circ$ .

### 3.4.2 Cas d'une polarisation circulaire

Dans le cas d'un vortex de phase polarisé circulairement, la structure de la réorientation transverse du directeur est montrée Fig. 3.8(a) pour  $-3 \leq \ell \leq 3$ . Ces observations sont très qualitativement en accord avec les prévisions à partir du calcul de la densité de couple optique qui prévoient un profil annulaire axi-symétrique (Fig. 3.8(b)). En effet, bien que les données expérimentales peinent à justifier de manière éclatante l'axisymétrie attendue, on l'entre-aperçoit malgré tout (avec un peu de foi). Ceci est probablement une signature de la grande sensibilité du système aux imperfections expérimentales inévitable de ce genre d'expériences. L'analyse polarimétrique révèle toutefois une caractéristique im-

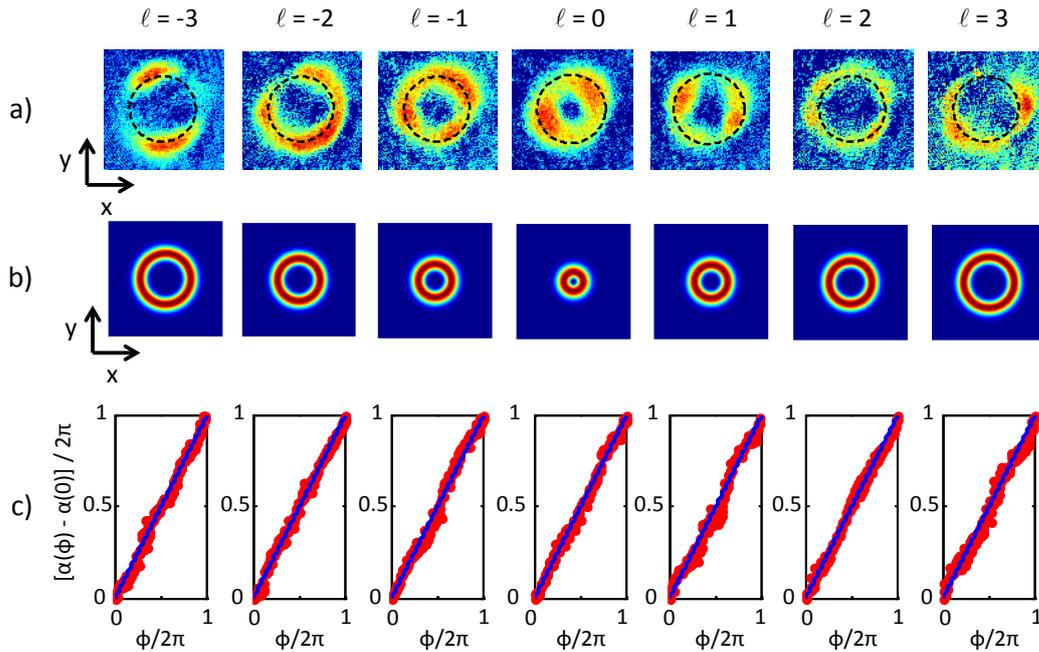


FIGURE 3.8 – (a) Distribution expérimentale de  $|\mathbf{m}|$  dans le plan  $(x, y)$  (qui permet de représenter la réorientation du directeur reconstruit  $\mathbf{m}$ , voir chapitre 2) dans le cas d'un vortex de phase polarisé circulairement. (b) Distribution spatiale de  $|\Gamma|$  dans le cas d'un faisceau  $LG_{0\ell}$  polarisé circulairement. (c) Dépendance azimutale locale de l'orientation  $\alpha$  sur le rayon tracé en ligne discontinue autour du coeur du vortex et vérification de la création d'un défaut singulier de charge 1. Les échelles sont identiques pour tous les cas de la ligne (a) et (b) indépendamment. Conditions expérimentales : échantillon E7 d'épaisseur  $57\mu\text{m}$ ,  $\delta = 2$  et  $\theta_0 = 8^\circ$ .

portante prédite par l'Eq.(3.15) : le champ de directeur réorienté présente une distribution d'orientation dans le plan transverse  $(x, y)$  qui possède une charge topologique 1. Cela est vérifié expérimentalement en traçant la dépendance azimutale de  $\alpha(\phi)$ , où  $\alpha$  est l'angle de l'orientation du directeur reconstruit,  $\mathbf{m}$ , dans le plan  $(x, y)$  (cf. section 2.2). Les résultats sont présentés Fig. 3.8(c) où la ligne droite correspond à ce qu'on attend de notre modèle, soit :  $\alpha(\phi) - \alpha(0) = \phi$ . Ces résultats soulignent la grande sensibilité de la méthode de reconstruction polarimétrique du champ de directeur réorienté quant à sa structure orientationnelle.

### 3.4.3 Cas d'une polarisation linéaire

Dans le cas d'un vortex de phase polarisé linéairement selon  $x$ , la structure de la réorientation du directeur est qualitativement la même que dans le cas d'un faisceau gaussien polarisé linéairement (Fig. 3.9(a)) comme le prévoit le calcul de la densité de couple optique (Fig. 3.9(b)). Cette fois-ci, l'accord qualitatif sur l'amplitude de réorientation est satisfaisante.

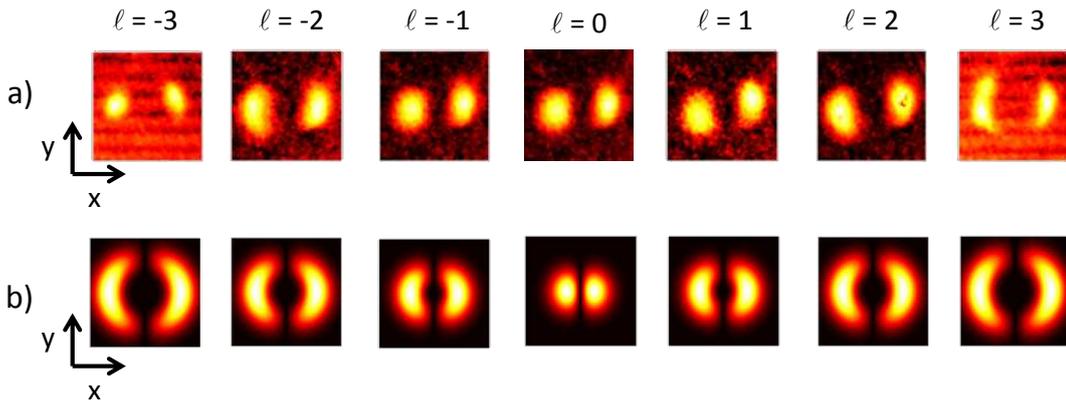


FIGURE 3.9 – Profil expérimental de  $|\mathbf{m}|$  dans le plan  $(x, y)$  (a) et distribution spatiale de  $|\Gamma|$  (b) dans le cas d'un vortex de phase polarisé linéairement. Mêmes conditions expérimentales que Fig. 3.8. Echelles identiques pour tous les cas de la ligne (a) et (b) indépendamment.

### 3.5 Structuration sous vortex de polarisation

Dans cette section, on traite le cas particulier d'un vortex de polarisation focalisé sur un film de cristal liquide placé en pratique à une position  $z \gg z_0$  (Fig. 2.1). Dans ces conditions, l'expression du couple optique diélectrique se simplifie :

$$\Gamma = \frac{-\epsilon_0 \epsilon_a \epsilon_\perp}{2\epsilon_\parallel} E_{0,\ell}^2 \tan \theta_0 \frac{r}{w(z)} |u_\ell(r, \phi, z)|^2 \cos[(1 - \ell)\phi] \mathbf{e}_{\ell\phi + \pi/2} \quad (3.19)$$

En gardant la même approche expérimentale que précédemment, on observe une dépendance entre la réorientation du directeur et la charge  $\ell$  du vortex de polarisation incident (Fig. 3.10(a)). En particulier, on note que les profils de réorientation pour une charge  $\ell$  et  $2 - \ell$  présentent la même symétrie de rotation bien qu'ils soient quantitativement différents. On observe un accord qualitatif satisfaisant entre les observations expérimentales et la réorientation décrite à l'aide du calcul de la densité de couple Eq.(3.19) (Fig. 3.10(b)).

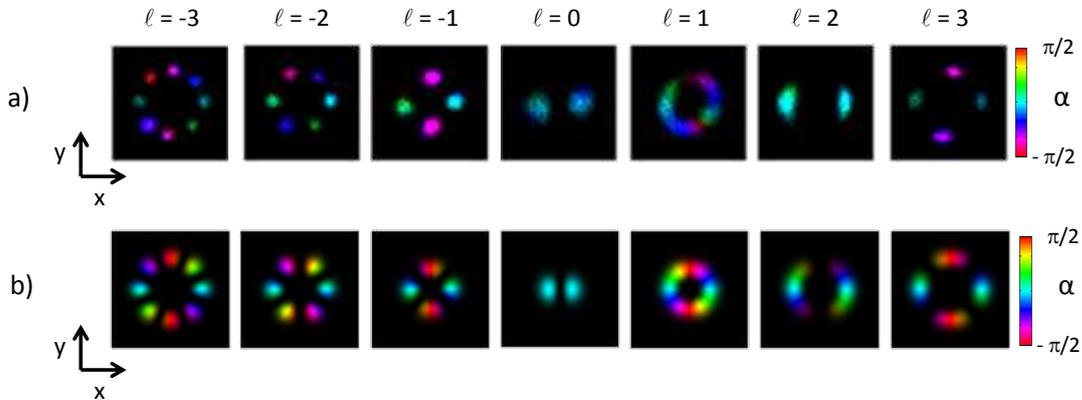


FIGURE 3.10 – (a) Profil expérimental de réorientation 2D du directeur reconstruit dans le cas d'un vortex optique de polarisation de charge  $-3 < \ell < 3$ ; la luminosité indique l'intensité de la réorientation et la teinte indique l'azimut du directeur. (b) Pattern théorique de la densité de couple optique diélectrique.

Ces résultats diffèrent des récents résultats théoriques prédits par Porenta et al. [47] qui abordent aussi le cas de la structuration d'un film nématique homéotrope sous vortex de polarisation. Dans le cadre de leur modèle, ils ont simulé la réorientation pour un film placé au foyer d'un champ pompe très fo-

calisé. Leur modèle prédit alors une réorientation, au-delà d'une puissance de pompe seuil, ayant un profil annulaire dans le cas  $\ell \neq 0$  et gaussien dans le cas  $\ell = 0$ . Même si les conditions expérimentales ne sont pas les mêmes ( $z = 0$ ), on peut malgré tout noter l'absence dans leur calcul de la composante longitudinale du champ, pourtant clairement non négligeable dans leurs conditions expérimentales. Comme nous l'avons vu au chap.1,  $E_z$  le moteur principal de la réorientation topologique : c'est la raison pour laquelle leur théorie propose une solution de type réorientation régulière à seuil, qu'il n'y a donc pas lieu d'espérer être observée expérimentalement en l'absence de brisure de symétrie spontanée, comme le confirment nos résultats. Toutefois, on note que les travaux de Porenta et al. suggèrent aussi la génération de singularités du champ de directeur, dont l'agencement spatial dépend de  $\ell$ . Cette prévision très intéressante laisse espérer qu'il serait possible d'observer de nouveaux types de structures topologiques induites par la lumière pour l'instant non entrevus à  $z \gg z_0$ . Dans cette quête, il faudrait retravailler complètement l'approche expérimentale (fortes focalisation) et théoriques (présence de  $E_z \neq 0$ )

### 3.6 Discussions

La mesure quantitative de l'effet de la réorientation est restée hors du cadre de cette étude (que ce soit pour le cas des vortex de phase ou de polarisation), même si nous avons pu vérifier que les lames Q permettaient effectivement de générer des faisceaux dont le profil d'intensité, pour un  $\ell$  donné, est plutôt bien décrit par celui des modes de Laguerre-Gauss (Fig. 3.4) et que la divergence des faisceaux était bien la même que celle dans le cas du faisceau gaussien. Une explication probable est à trouver dans le fait que nous avons observé que la dépendance en  $\ell$  du rayon caractéristique des faisceaux générés n'était en fait pas celle prévue pour des modes de Laguerre-Gauss. Cela est illustré Fig. 3.11(a) où  $r_I^{max}(\ell)$  est le rayon caractéristique correspondant au maximum d'intensité du faisceau de charge  $\ell$  mesurée juste avant la lentille  $L_1$  (Fig. 3.2).

On a aussi testé la dépendance en  $\ell$  du rayon caractéristique associé à la réorientation maximale du directeur  $r_{|\Gamma|}^{max}(\ell)$ . En considérant que la réorienta-

tion peut être décrite à l'aide de  $|\Gamma|$ , la dépendance attendue est :  $r_{|\Gamma|}^{max}(\ell) = r_{|\Gamma|}^{max}(0)\sqrt{2|\ell|+1}$ . Comme on peut le voir sur la Fig. 3.11(b), cette dépendance n'est pas observée expérimentalement. On ne peut donc pas raisonnablement espérer une mesure quantitative des effets présentés dans ce chapitre.

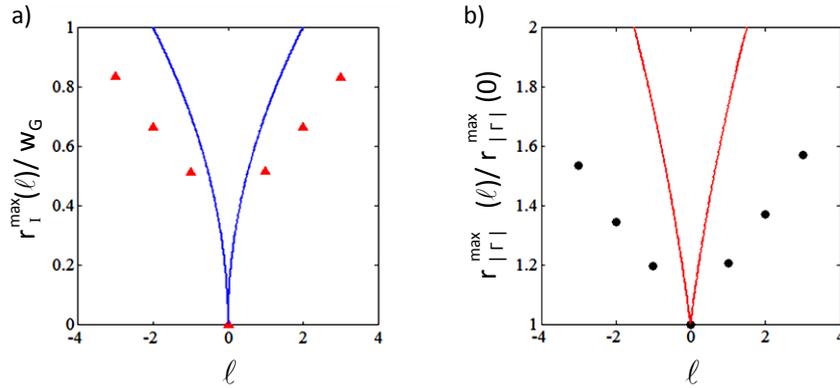


FIGURE 3.11 – (a) Comparaison théorie/expérience pour la dépendance du rayon correspondant au maximum d'intensité  $r_{I_{LG_0\ell}}$  avec la charge du vortex juste avant  $L_1$ . L'expression théorique de  $r_I^{max}$  dans le cas d'un faisceau Laguerre-Gauss est  $r_I^{max}(\ell) = w_G\sqrt{|\ell|/2}$  (ligne continue) avec  $w_G$  le waist du faisceau gaussien juste avant  $L_1$ . (b) Comparaison expérience/théorie du rayon correspondant au maximum de la réorientation du directeur  $r_{|\Gamma|}^{max}(\ell)$ . En supposant comme on l'a fait dans le cadre de notre modèle que le profil de réorientation se comporte comme  $|\Gamma|$ , l'expression théorique de  $r_{|\Gamma|}^{max}$  donne que ce soit pour un vortex de phase ou de polarisation  $r_{|\Gamma|}^{max}(\ell) = r_{|\Gamma|}^{max}(0)\sqrt{2|\ell|+1}$  (ligne continue).



# Effets auto-induits en présence de réorientation topologique

Comme nous l'avons vu dans les deux chapitres précédents, un défaut topologique peut être généré dans un film de cristal liquide nématique sous l'effet d'un faisceau polarisé de manière homogène ou inhomogène, possédant ou non des singularités dans le plan transverse. Si on sait qu'un faisceau sonde peut acquérir une singularité de phase en présence de réorientation optique topologique [21], on peut se poser la question de la "singularisation" du faisceau pompe lui-même. C'est à cette question qu'est dédié ce chapitre dans lequel nous nous sommes restreints à un faisceau pompe gaussien polarisé circulairement.

Nous étudierons tout d'abord le cas où le cristal liquide est considéré comme étant au repos, autrement dit pour une faible puissance pompe, lorsque la réorientation du directeur est négligeable. Nous analyserons ensuite ce qu'il advient du champ pompe à la sortie du cristal liquide lorsqu'un défaut axisymétrique est induit dans le film via le processus de réorientation optique topologique. Enfin, il sera question du régime fortement réorienté, où une brisure spontanée de l'axisymétrie du système est observée. Suite aux premières observations faites sur le sujet [20], nous avons démontré l'existence d'un régime dynamique stable et robuste identifié comme une précession de vortex optique contenu dans le champ pompe de sortie.

## 4.1 Génération de vortex optique au repos

Dans cette section, on considère le cas où un faisceau gaussien polarisé circulairement ( $\mathbf{e}_\sigma$  étant le vecteur unitaire associé à l'état de polarisation incidente) est focalisé sur le film considéré comme restant au repos. Cela correspond en pratique à la limite des faibles puissances de faisceau pompe, où la réorientation topologique, bien que sans seuil, peut être négligée.

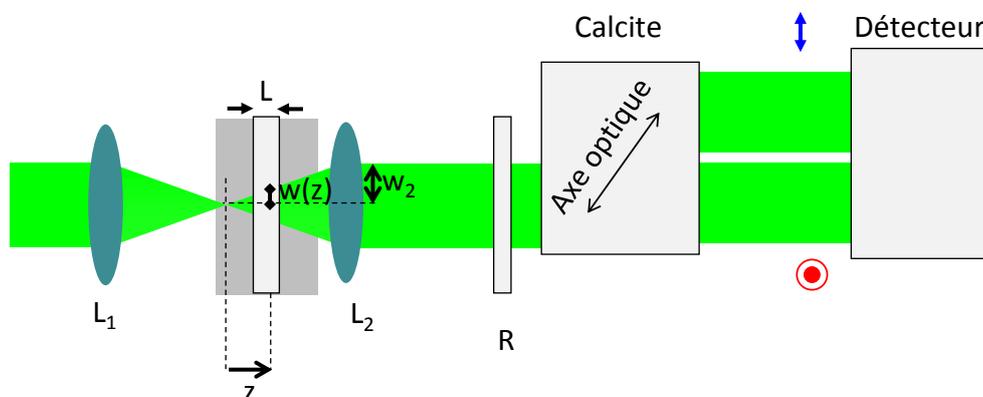


FIGURE 4.1 – Illustration du montage expérimental. Le faisceau gaussien polarisé circulairement est focalisé à l'aide de la lentille  $L_1$  sur l'échantillon placé à une distance  $z$  du foyer. L'échantillon se compose d'un film d'épaisseur  $L$  de cristal liquide nématique homéotrope placé entre deux lames de verres d'épaisseur  $e \sim 1\text{mm}$ . Les caractéristiques du faisceau recollimé (puissance et profil spatial d'intensité associés à une composante de la polarisation) de largeur  $w_2$  à l'aide de la lentille  $L_2$  sont ensuite étudiées grâce à un puissance-mètre ou une simple caméra placée après une lame à retard  $R$  (en pratique est une lame demi-onde ou quart d'onde) et un cristal de calcite, qui permet de séparer spatialement les composantes du champ de sortie selon deux états de polarisation orthogonaux. En pratique, le détecteur est placé de manière à étudier l'un ou les deux faisceaux en sortie du calcite.

L'expérience, dont le montage est présenté Fig. 4.1, consiste à focaliser un faisceau gaussien polarisé circulairement sur un film de cristal liquide nématique homéotrope placé à une distance  $z$  du plan focal. Ce système correspond donc au cas d'une onde plane polarisée circulairement,  $\mathbf{E}^{in} = E_0 \mathbf{e}_\sigma$ , traversant à incidence normale une lame uniaxe à faces parallèles dont l'axe optique est perpendiculaire au plan de la lame. Une telle géométrie d'interaction est connue pour donner lieu

à la génération d'une singularité de phase de charge topologique  $2\sigma$  portée par la composante contracirculaire du champ de sortie [35, 36, 19]. Cette géométrie de l'expérience est équivalente au cas d'une onde plane arrivant à incidence normale sur une  $q$ -plate de retard inhomogène de charge  $q = 1$  (dont le cas homogène a été traité au chapitre 3).

En particulier, il a été montré [36] que l'efficacité  $\eta$  de génération de vortex s'exprime comme :

$$\eta_0 = \frac{1}{2} \frac{(L/L_C)^2}{1 + (L/L_C)^2} \quad (4.1)$$

avec  $L_C = 2\lambda n_{\parallel} / [\pi \tan^2 \theta_0 n_{\perp} (n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2)]$ . Dans cette expression, le cristal est au repos et on note  $\eta_0$  l'efficacité du processus de génération de vortex dans un milieu non réorienté. Expérimentalement, pour avoir accès à  $\eta$ , on a la relation :

$$\eta = \frac{P_{out}^V}{P_{out}^V + P_{out}^{NV}} \quad (4.2)$$

où  $P_{out}^V$  (respectivement  $P_{out}^{NV}$ ) est la puissance du faisceau à la sortie du calcite qui porte (respectivement ne porte pas) le vortex. En pratique, pour séparer la partie vortex de la partie non vortex, il suffit de séparer les composantes circulaires droite et gauche du champ avec par exemple une lame quart d'onde et un cube de calcite (montage présenté Fig. 4.1(b)) : l'un des deux bras à la sortie de ce dernier correspondant au vortex. Dans l'approximation paraxiale, il existe donc un comportement universel de  $\eta_0$  si on introduit la longueur normalisée  $L/L_C$  où  $L_C$  dépend de l'angle de divergence de l'objectif de microscope, de la biréfringence du cristal liquide et de la longueur d'onde du laser. Ce comportement linéaire (lorsqu'il n'y a pas réorientation du cristal liquide) a été validé expérimentalement (Fig.4.2) en utilisant deux matériaux commerciaux différents, *E7* ( $n_{\parallel} = 1.74$  et  $n_{\perp} = 1.52$  à  $\lambda = 589\text{nm}$ ) et *MLC-2079* ( $n_{\parallel} = 1.64$  et  $n_{\perp} = 1.49$  à  $\lambda = 589\text{nm}$ ), différentes épaisseurs de films et différents  $\theta_0$ . En particulier, on retrouve la limite maximum des 50% d'efficacité de génération de vortex quand  $L \gg L_C$  [19]. La différence principale avec la référence [19] est la taille du système : ici, les échantillons ont des épaisseurs micrométriques alors que dans le cas des études de cristaux solides, les épaisseurs sont typiquement dans la gamme mm-cm. Partant de cette situation au repos, où un vortex optique est généré avec une efficacité donnée  $\eta_0$ ,

nous allons étudier la conséquence de la réorientation topologique sur le couplage spin-orbite de la lumière.

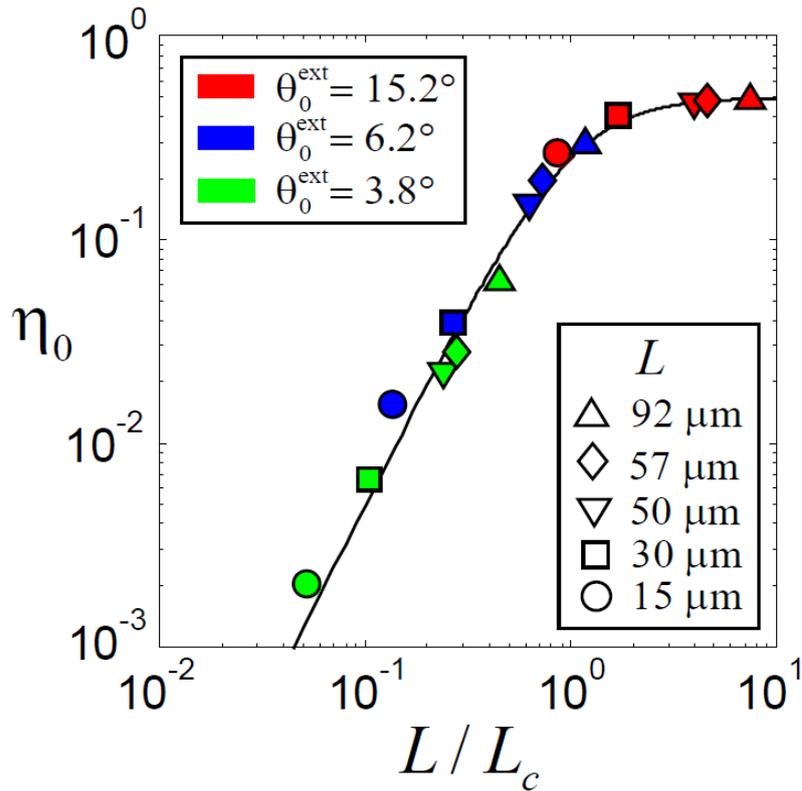


FIGURE 4.2 – Confrontation entre les résultats expérimentaux et la description universelle donnée par l'Eq.(4.1).

## 4.2 Interaction spin orbite nonlinéaire

On considère dans cette section le cas où la réorientation topologique est à l'œuvre. Cela correspond en pratique à augmenter la puissance incidente. Le résultat de l'expérience est illustré Fig. 4.3 où la dépendance temporelle du profil d'intensité radial de la composante contracirculaire ( $e_{-\sigma}$ ) du champ de sortie est présentée ( $t=0\text{s}$  correspondant au moment où le laser est allumé).

Un rétrécissement des anneaux du profil d'intensité du champ vortex généré par couplage spin-orbite est observé, avec un régime stationnaire atteint au bout de quelques dizaines de secondes. De plus, on note que l'axisymétrie du système

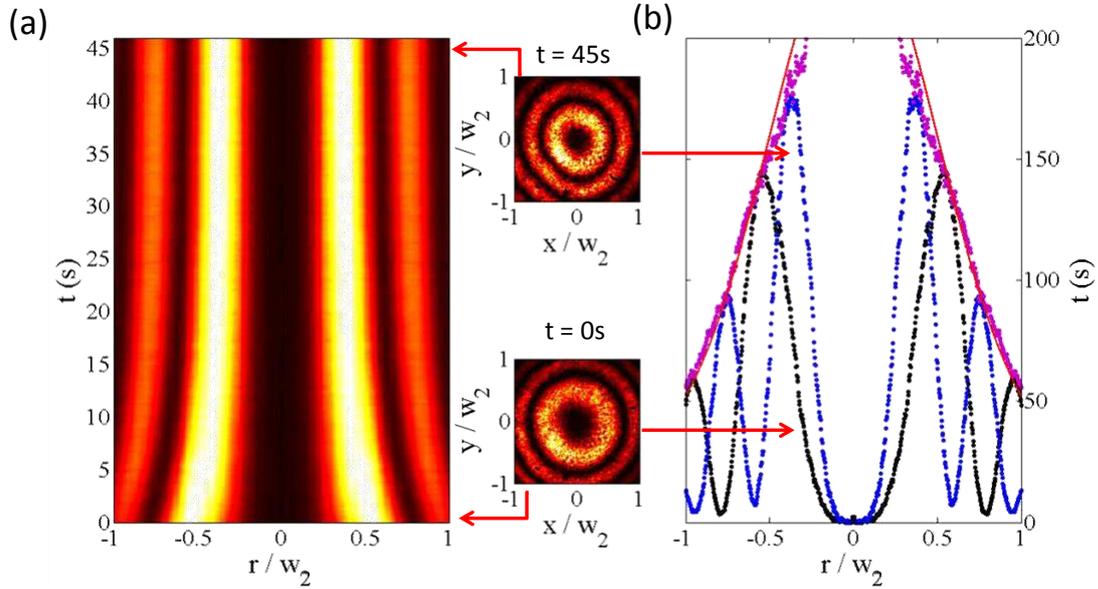


FIGURE 4.3 – (a) Evolution au cours du temps du profil radial de l’intensité de la composante contracirculaire du champ de sortie, après moyennage azimutal. (b) Profils normalisés par l’intensité maximale de la gaussienne théorique (courbe rouge) qui s’ajuste le mieux à l’intensité totale expérimentale (points violets) pour le système au repos ( $t=0s$ , courbe noire) et quand le régime stationnaire est atteint ( $t=45s$ , courbe bleue).

“lumière + matière” est préservée, comme le montrent les profils 2D en Fig.4.3 à  $t=0s$  et  $t=45s$ . L’observation d’un effet du champ pompe lui-même sur sa structure en sortie est la signature d’une interaction avec le cristal liquide : c’est la réorientation topologique, qui a été présentée en détail dans le chapitre 2 dans ce cas précis (faisceau gaussien incident polarisé circulairement). L’axisymétrie observée est donc attendue au regard des connaissances acquises lors du chapitre 2. Si maintenant on s’intéresse au processus de génération de vortex, on constate expérimentalement qu’en régime stationnaire l’efficacité du processus,  $\eta$ , diffère de la valeur trouvée au repos,  $\eta_0$ , qui a été discutée dans la section précédente. Plus précisément,  $\eta > \eta_0$  et  $\eta$  croît avec la puissance incidente. Cela est illustré Fig. 4.4(a) qui permet de rendre compte d’un phénomène d’interaction spin-orbite non linéaire pour la lumière dont le principe est schématisé Fig.4.4(b).

Une étude systématique de ce couplage non linéaire est présentée Fig. 4.5 où nous avons mesuré l’efficacité de génération de vortex en fonction de la puissance pour différentes valeurs de  $\eta_0$  et de distance au foyer du film  $z$ . En particulier, on

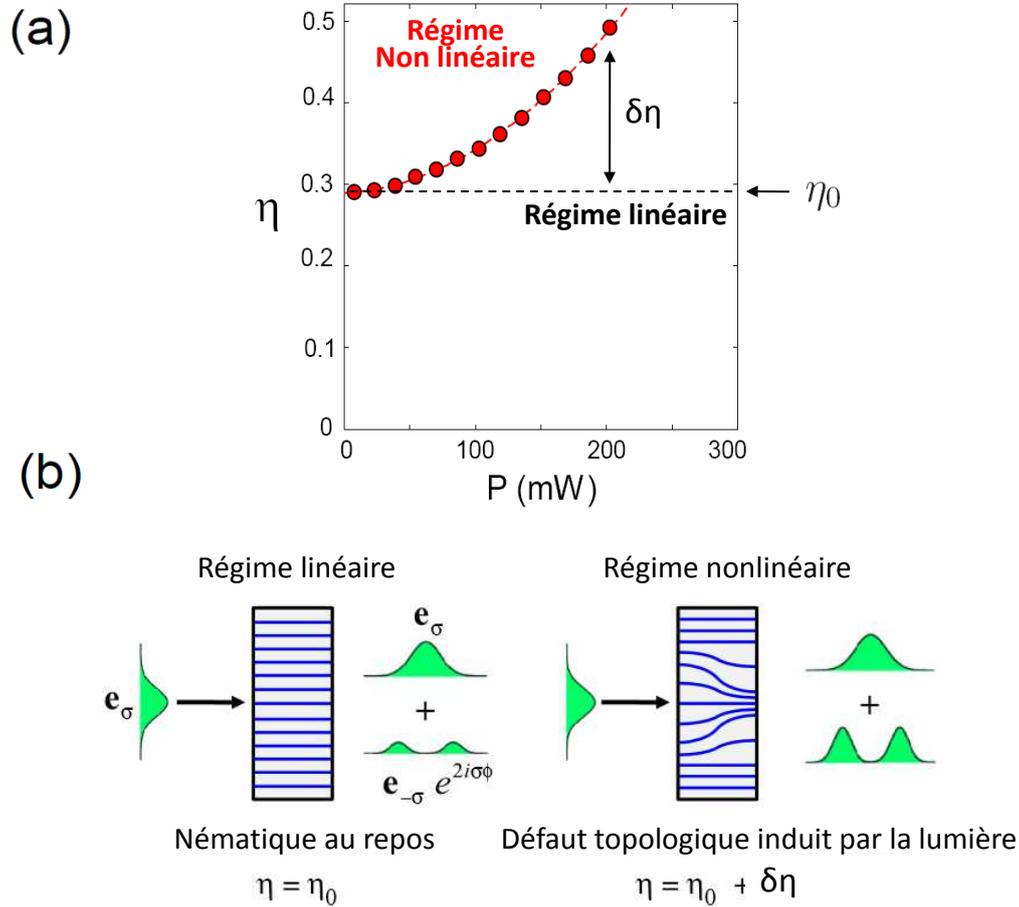


FIGURE 4.4 – (a) Illustration de la conversion nonlinéaire spin-orbite due à la réorientation topologique du cristal liquide à  $z = 400\mu\text{m}$  à travers l'évolution de l'efficacité de génération de vortex  $\eta$  en fonction de la puissance incidente du faisceau  $P$  à partir de l'état non réorienté  $\eta_0 \approx 0.3$  pour un échantillon E7 d'épaisseur  $92\mu\text{m}$ ; la courbe en pointillés sert de guide. (b) Illustration de l'expérience : le faisceau gaussien polarisé circulairement arrive à incidence normale sur le film. Les lignes bleues représentent le champ de directeur axisymétrique. La génération du défaut topologique par la lumière va induire un couplage spin-orbite non linéaire.

constate qu'à  $\eta_0$  fixé, plus  $z$  est grand, plus la puissance requise pour atteindre un  $\delta\eta$  donné est importante. Cette observation est à rapprocher du fait que la réorientation topologique, pilotée par la densité de couple optique exercée sur le directeur (cf. chap.2), est proportionnelle à l'intensité.

De plus, en généralisant le modèle proposé pour décrire la réorientation topo-

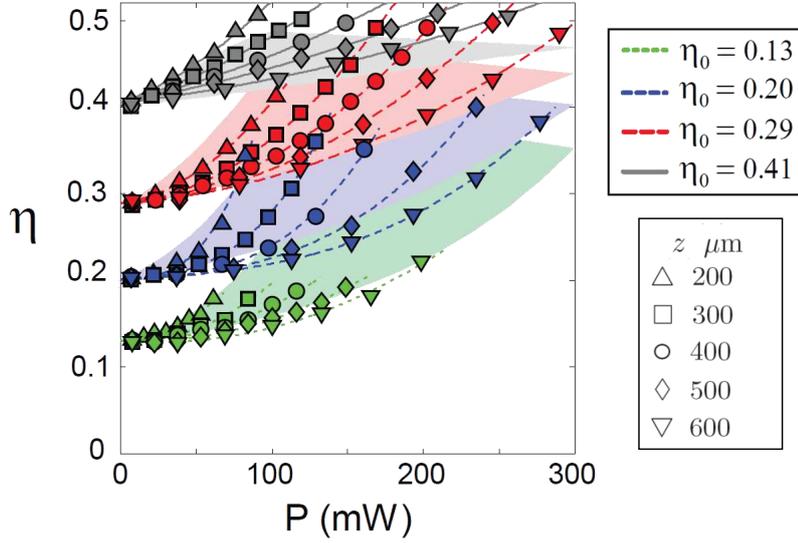


FIGURE 4.5 – Evolution de l'efficacité de génération de vortex  $\eta$  en fonction de la puissance incidente du faisceau  $P$  pour différentes positions du film  $z = 200$  (triangles),  $300$  (carrés),  $400$  (cercles),  $500$  (losanges) et  $600\mu\text{m}$  (triangles inversés); les courbes en pointillés servent de guides. Les régions grisées correspondent aux valeurs explorées par le modèle de la réorientation optique topologique dans la gamme de paramètres utilisés lors des expériences. Conditions expérimentales : échantillon E7 d'épaisseur  $92\mu\text{m}$ .

logique et ses effets sur un faisceau sonde [21], il est possible de décrire quantitativement les observations, comme cela est présenté Fig. 4.5 où les zones colorées correspondent aux valeurs explorées dans la gamme de paramètres utilisés. Cette modélisation n'ayant pas été effectué par moi-même, on renvoie le lecteur à l'article publié sur le sujet pour plus de détails [48].

Enfin, nous nous sommes intéressés à l'amplification électrique de l'effet nonlinéaire tout optique observé. Pour cela, nous avons utilisé un nématique possédant une anisotropie diélectrique négative. En effet, dans ce cas, par application d'une tension aux bornes du film, le champ électrique qui en résulte a tendance à réorienter le directeur dans le plan du film. Lorsque le système est au repos et en l'absence de champ pompe, la réorientation électrique ne prend place qu'au dessus de la tension seuil de Fréedericksz,  $U_F = \pi\sqrt{K_3/(\epsilon_0|\epsilon_a|)}$ . Pour le cristal liquide utilisé (MLC-2079, Merck), on a  $K_3 = 18.3\text{pN}$  et  $\epsilon_a = -6.1$  à  $1\text{kHz}$ , ce qui donne  $U_F = 1.83V_{RMS}$ . En se plaçant à  $U < U_F$ , le champ électrique seul ne réoriente pas le directeur. Par contre, en présence du champ pompe le cristal

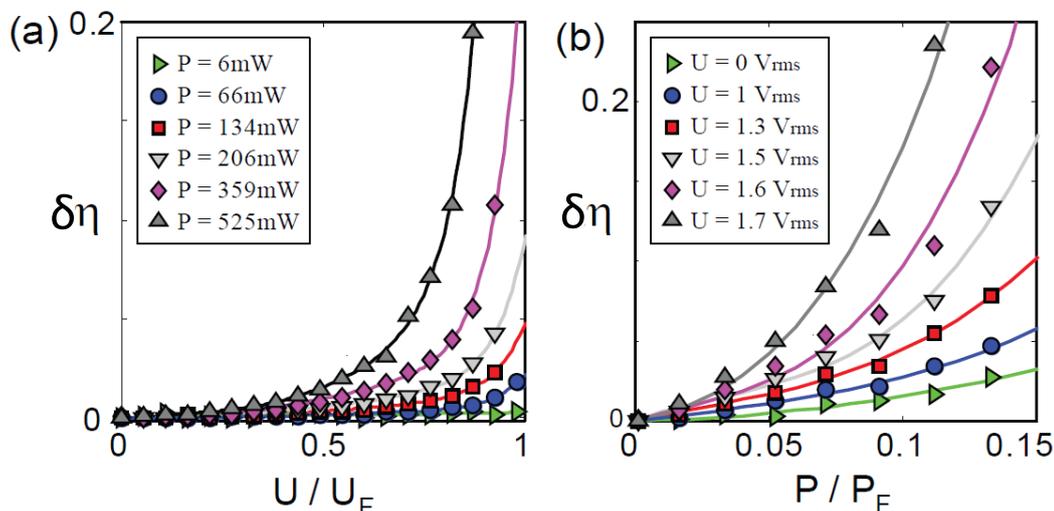


FIGURE 4.6 – Accroissement de l’effet non linéaire de conversion spin-orbite à l’aide d’un champ électrique. (a) Evolution de  $\delta\eta$  en fonction de la tension normalisée  $U/U_F$  appliquée pour différentes puissances  $P$  du laser incident. (b) Evolution de  $\delta\eta$  en fonction de la puissance pompe normalisée  $P/P_F$  à tension fixée. Les courbes servent de guides pour les yeux. Conditions expérimentales : Echantillon de MLC-2079 d’épaisseur  $30\mu\text{m}$  pour  $w(z) = 60\mu\text{m}$  (cf. Fig. 4.1) et  $\eta_0 = 0.41$ .

liquide se réoriente sans seuil en régime de réorientation optique topologique, ce qui permet au champ électrique d’exercer un couple additionnel sur le directeur. Ce couple électrique va amplifier l’amplitude de réorientation et par conséquent l’efficacité de génération de vortex. Cela est résumé dans la Fig. 4.6 où l’évolution en fonction de la tension  $U$  à puissance  $P$  fixé est présentée dans la Fig. 4.6(a) et l’évolution en fonction de  $P$  à  $U$  fixé dans la Fig. 4.6(b).

En particulier, on note que l’utilisation d’un champ électrique permet de révéler la signature de la réorientation optique topologique dans un cas où elle n’est pas détectable en pratique. Cela est illustré Fig. 4.6(a) où une variation de la génération de vortex préservant l’axisymétrie est détectable à  $P \sim 10^{-2}P_F$  en augmentant suffisamment la tension appliquée.

Pour conclure cette section, il est intéressant de mentionner d’autres travaux concernant le phénomène d’interaction spin-orbite non linéaire pour la lumière, respectivement basés sur un effet thermo-optique (dans des cristaux solides) et

électro-optique (dans des cristaux liquides). Dans le cas thermo-optique, l'interaction spin-orbite nonlinéaire pour la lumière est induite sur un cristal solide isotrope par les effets thermiques [49]. Dans le cas électro-optique, cette interaction est induite par la lumière sur un film avec substrats photosensibles [30, 31]. Toutefois, dans ces deux cas, si la présence de la lumière est nécessaire à l'observation de l'effet, le "moteur" de l'effet n'est pas optique. En effet, dans le cas thermo-optique [49], le défaut matériel résulte d'une dilatation thermique alors que dans le cas électro-optique [30, 31], le défaut matériel résulte d'un couple électrique induit par l'effet électro-optique de la valve. Notre démonstration tout optique est donc la manifestation d'un nouveau type de phénomène nonlinéaire purement optique que l'on pourrait décrire comme la version singulière du phénomène d'automodulation de phase, bien connu en optique nonlinéaire.

### 4.3 Précession de vortex auto-induite

Le phénomène présenté dans la section précédente a lieu sans briser l'invariance par rotation autour de la direction de propagation du faisceau incident. Toutefois, à forte intensité de pompe, on observe une brisure spontanée de symétrie. Cela apparaît typiquement au-delà d'une puissance pompe incidente caractéristique,  $P_C$ , de l'ordre de la puissance seuil de Fréedericksz pour la réorientation régulière,  $P_F$ . En effet, pour les 45 expériences indépendantes effectuées dans le cadre de l'étude faite à la section 4.2 (qui correspond à 45 jeux de paramètres  $\{\eta_0, z\}$ ), on a déterminé que la brisure de symétrie apparaît pour  $P_C = (0.48 \pm 0.2) P_F$  où  $P_F \sim 0.2 - 1W$  lors de nos expériences (cf. Eq.(1.1)). Cette brisure de symétrie avait déjà été rapportée lors des premières investigations de la réorientation optique topologique [20], mais les observations en question sont qualitatives et ne révèlent pas de nouveau phénomène contrôlé et robuste d'optique nonlinéaire singulière. Au contraire, dans cette section, nous allons présenter l'identification d'un nouveau phénomène : la précession de vortex auto-induite.

### 4.3.1 Mise en évidence expérimental

Expérimentalement, la difficulté a été de déterminer la gamme de valeur  $\{\theta_0, L\}$  permettant d'avoir un phénomène de réorientation dont la manifestation est illustrée Fig. 4.7 dans le cas d'un faisceau gaussien de polarisation circulaire gauche incident sur le film.

Dans cette figure, la frise représente l'intensité associée à la composante contra-

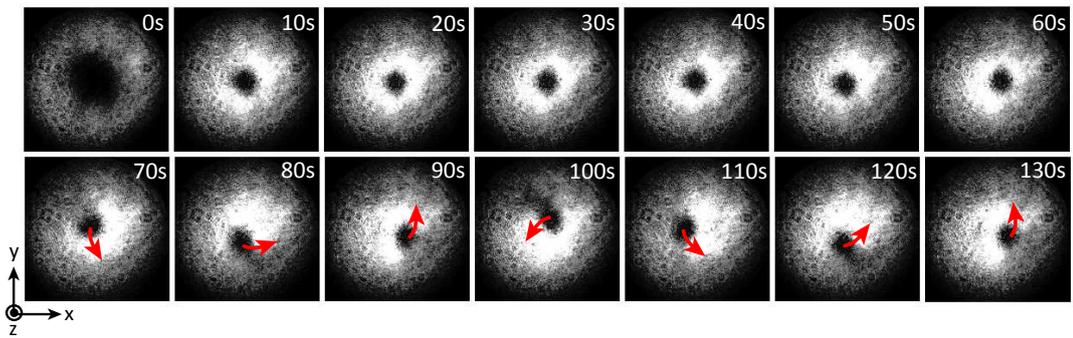


FIGURE 4.7 – *Dynamique de précession auto-induite du vortex optique pour une polarisation circulaire gauche du faisceau incident observé à travers l'intensité de la composante contra-circulaire du faisceau en sortie, le faisceau incident étant allumé à  $t=0s$ . Les flèches sur les images indiquent le sens de rotation du vortex optique. L'échelle d'intensité est la même pour les différents panels. Les conditions expérimentales sont  $z = 350 \mu m$ ,  $\theta_0 = 8.5^\circ$  et  $P = 780mW$ .*

circulaire du champ de sortie en fonction du temps, le champ pompe étant allumé à  $t=0s$ . On observe alors une dynamique qui peut être décomposé en trois phases. La première phase correspond à l'interaction spin-orbite nonlinéaire axisymétrique présenté section 4.2, qui ici prend typiquement place durant une dizaine de seconde (cf. panels correspondant sur la Fig. 4.7), où l'intensité associée à la composante contra-circulaire du faisceau en sortie, et donc l'efficacité de génération de vortex, augmente. Une deuxième phase peut être identifiée comme celle où la symétrie du système est spontanément brisée. On observe que le vortex, initialement sur l'axe  $z$ , se déplace hors de l'axe  $z$  dans le plan transverse du faisceau (cf. panels  $t\sim 40s$  à  $t\sim 70s$  sur la Fig. 4.7). La troisième phase correspond quant à elle à une précession stationnaire du vortex autour de l'axe  $z$  (cf. panels  $t>70s$  sur la Fig. 4.7).

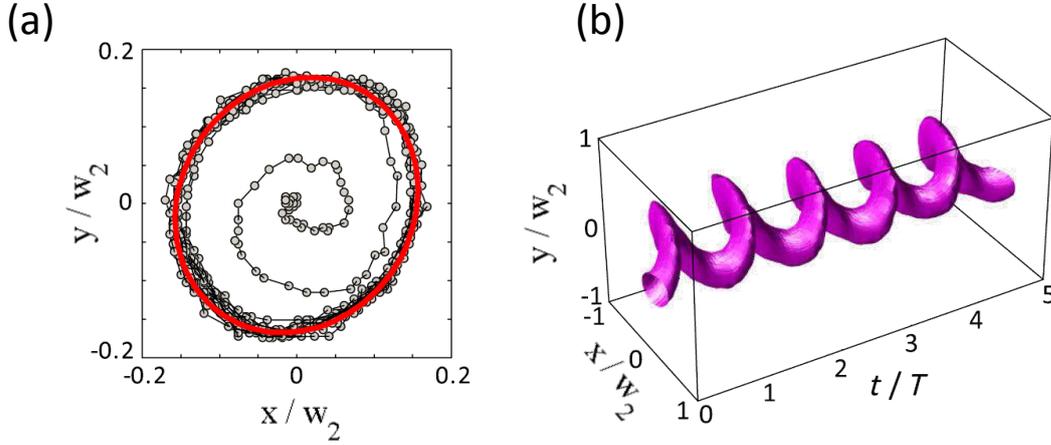


FIGURE 4.8 – (a) Dynamique de la trajectoire du vortex optique pendant 500s. L'intervalle de temps entre chaque mesure est de 1s. La trajectoire stationnaire du faisceau est fitté par une ellipse. (b) Trajectoire stationnaire en trois dimensions de la précession du coeur du vortex avec  $T$  la période de précession. Les conditions expérimentales sont celles de la Fig. 4.7.

Un résumé quantitatif de la Fig. 4.7 est présenté Fig. 4.8, où la dynamique du cur du vortex dans le plan  $(x, y)$  est présentée Fig. 4.8(a). On note que la trajectoire stationnaire est elliptique ce qui permet à l'aide d'un fit (ellipse rouge sur la Fig. 4.8(a)) de remonter à un rayon caractéristique moyen associé à ce régime stationnaire de précession. Lorsque l'on étudie ce mouvement spatialement stationnaire d'un point de vue temporel, on note que le mouvement est aussi stationnaire en temps ce qui nous permet de définir une période de précession  $T$  (Fig. 4.8 (b)). On a vérifié la reproductibilité de cette précession, ce qui est illustré Fig. 4.9 où pour deux mesures indépendantes effectuées avec les mêmes conditions expérimentales sont représentées à la fois la distance à l'axe du vortex  $r_S$  que l'on normalise à  $w_2$ , le waist du faisceau au niveau de la caméra, et la position azimutale  $\alpha_S$  dans le plan  $(x, y)$ .

Nous voulons maintenant montrer que ce point noir qui précesse est une singularité de charge. Pour cela, nous voulons mesurer le profil de phase locale du faisceau. Pour cela, on a mesuré expérimentalement (voir méthode section 2.2), en utilisant pour  $R$  (Fig. 4.1) une lame demi-onde dont l'axe optique est placé à  $22.5^\circ$  (respectivement selon  $x$ ), le paramètre  $s_2$  (respectivement  $s_1$ ). Pour avoir accès au profil de phase local du faisceau, il a donc fallu réaliser deux mesures

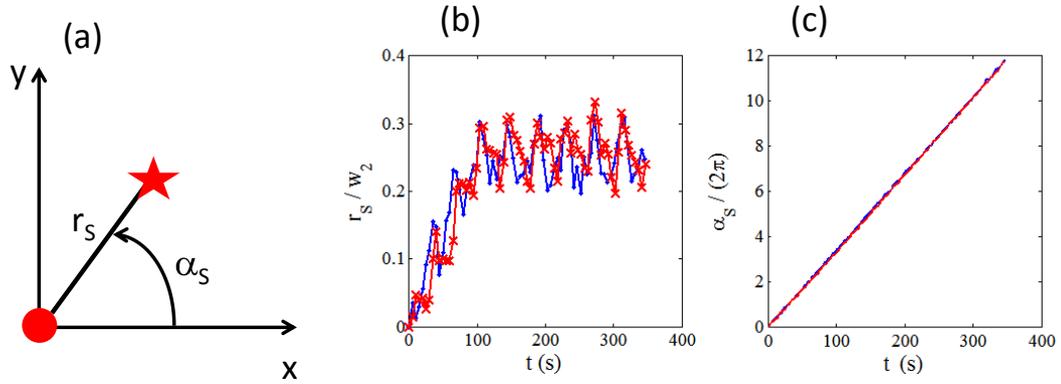


FIGURE 4.9 – (a) Schéma des grandeurs caractéristiques associées à la dynamique de précession. L'étoile correspond à la position à un instant  $t$  de la singularité. Le point représente la position de la singularité lors de la phase axisymétrique. (b) Dynamique de la distance  $r_s/w_2$  de la singularité par rapport à l'axe  $z$  pour deux expériences indépendantes effectuées dans les mêmes conditions expérimentales. Le laser est allumé à  $t=0s$ . L'oscillation visible lors du régime stationnaire est lié au fait que la trajectoire du vortex est elliptique et non circulaire. (c) Evolution au cours du temps durant la période stationnaire de l'angle azimutal  $\alpha_s$  associé à la position de la singularité. Les conditions expérimentales sont  $z = 350 \mu m$ ,  $L = 57 \mu m$  et  $P = 1.11 P_C$ .

indépendantes. Comme l'illustre la Fig. 4.9, le régime stationnaire est comparable pour deux mesures indépendantes. On peut ainsi recalculer temporellement ces deux mesures en utilisant une grandeur qui varie périodiquement en  $T$  et qui puisse être accessible lors des deux mesures indépendantes : l'intensité totale. On en déduit ainsi le profil de phase locale du faisceau vortex à tout instant  $t$  durant l'état stationnaire. On vérifie alors que ce point noir qui précesse correspond en effet à une singularité de phase de charge topologique  $2\sigma$  (voir le cas  $\sigma = 1$  présenté Fig. 4.10)

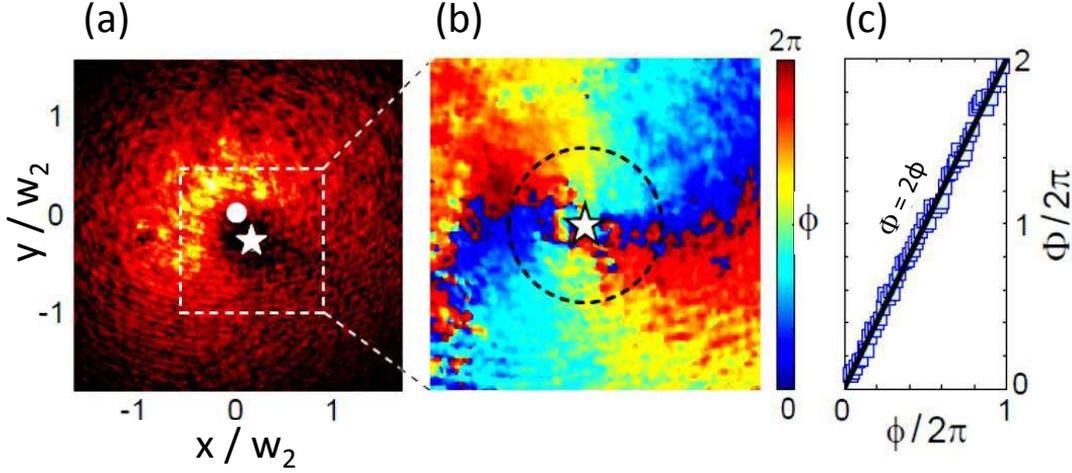


FIGURE 4.10 – Image (a) du profil d’intensité et (b) du profil de phase local du faisceau vortex à un instant  $t$  durant l’état stationnaire du régime de précession. (d) Dépendance azimutale de la phase le long du cercle en pointillé montré en (b). Les conditions expérimentales sont celles de la Fig. 4.8

### 4.3.2 Caractéristiques du phénomène

Le caractère à seuil de la précession a été démontré grâce à une étude de la dépendance en puissance de la valeur moyenne normalisée de la distance de la singularité en régime stationnaire par rapport à l’axe  $\rho = \langle r_S \rangle_t / w_2$  (Fig. 4.11). Dans cette figure, tous les points ont été obtenus en allumant le laser à partir d’une situation où le cristal liquide nématique est au repos. La robustesse du phénomène est observé par un changement abrupt de  $\rho$  à  $P = P_C$ , typiquement d’un ordre de grandeur par rapport au niveau de bruit lors d’un changement d’1% de la puissance du champ incident. De plus, quelle que soit la puissance du faisceau au-dessus du seuil  $P > P_C$  (dans une certaine limite au-delà de laquelle le système ne présente plus cette précession stationnaire), le rayon de précession du vortex en régime stationnaire reste quasiment constant (Fig. 4.11 (a)). L’ellipticité de la trajectoire stationnaire et de la période de précession sont elles aussi peu sensibles à la puissance incidente, comme cela est illustré sur la Fig. 4.11 (b). Quelle que soit la puissance du faisceau incident, la période de précession est elle-aussi constante  $T \approx 30s$  ce qui correspond à l’échelle des grandeurs temporelles observées dans le cas de la précession régulière.

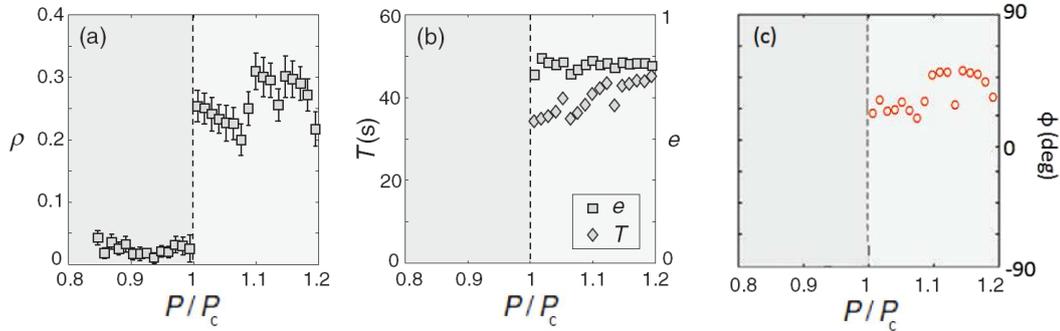


FIGURE 4.11 – Dépendance en puissance de (a) la valeur moyenne normalisée, en régime stationnaire, de la distance de la singularité par rapport à l’axe  $\rho$ , (b) la période  $T$  (losange) et l’ellipticité  $e$  (carré) et (c) l’azimut. Les deux aires grisées correspondent aux deux différents régimes : au-dessus et en-dessous du seuil  $P = P_C$ . Les conditions expérimentales sont celles de la Fig. 4.8 pour laquelle  $P_C = 705mW$ .

On peut alors se poser la question de l’origine de l’ellipticité observée de la trajectoire du vortex. Pour y répondre, on note tout d’abord que l’ellipticité résiduelle du profil d’intensité du faisceau gaussien est typiquement  $e \gtrsim 0.9$ . Cependant, (i) l’azimut de la trajectoire elliptique de la singularité varie en fonction de la puissance (Fig. 4.11 (c)) et (ii) pour la même configuration, lorsque la circularité de l’onde incidente change, la trajectoire elliptique du faisceau est modifiée (Fig. 4.13 (a)). Cela permet de conclure que la trajectoire elliptique du vortex optique lors de la précession est très probablement associée à une sensibilité résiduelle subtile de la brisure de symétrie axiale. L’anisotropie des coefficients élastique peut aussi jouer un rôle. En effet, celle-ci est connue pour être à l’origine de profils de réorientation anisotrope lors des expériences conventionnelles d’automodulation de phase [4]. Plus récemment, une brisure de la symétrie circulaire a aussi été reportée dans le cas de la réorientation nonlinéaire d’un cristal liquide sous l’effet de l’interaction spin-orbite [21].

On note tout d’abord que la précession du vortex optique a lieu à toujours lieu au-dessus d’une puissance seuil bien définie qui augmente lorsque  $\delta$  augmente (cf. Fig. 4.12(a)). Ce comportement est prédit par le modèle à seuil de la réorientation optique régulière (cf. Eq.1.2)) en utilisant comme seul paramètre ajustable l’élasticité  $K$  (voir courbe solide sur la Fig. 4.12(a)). On obtient alors par le fit  $K = 12.4pN$  soit  $\sim 8\%$  d’écart avec la valeur moyenne des constantes élastiques

de Frank de déformation en éventail, de torsion et de flexion donnée dans la littérature pour le cristal liquide  $E7$  :  $K = 11.4\text{pN}$  [24]. Cela nous permet de conclure que le régime de précession du vortex optique correspond à la réminiscence de la bifurcation du cristal liquide sous onde plane. Concernant l'évolution de  $\rho_C$  en fonction de  $\delta$ , on observe une tendance linéaire marquée dont l'origine n'est pas encore clarifiée. On a pu aussi vérifier la robustesse de cette précession, en fonction du rapport d'aspect sans dimension  $\delta = 2w/L$ , illustrée sur la Fig. 4.12. La période de précession et de l'ellipticité de la trajectoire stationnaire sont peu sensibles aussi à  $\delta$ , comme cela est illustré sur les Fig. 4.12(c) et Fig. 4.12(d).

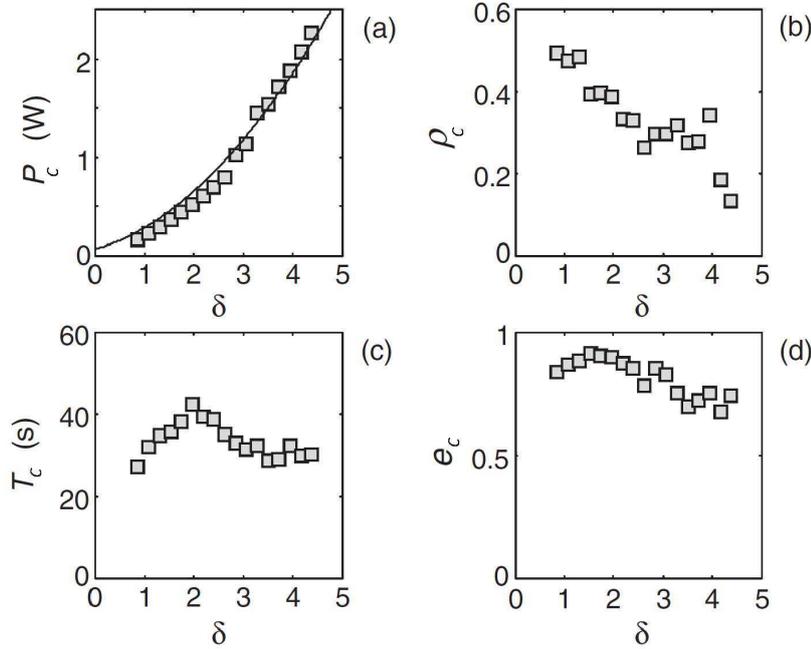


FIGURE 4.12 – Caractéristiques de la précession du vortex optique en fonction du rapport d'aspect  $\delta = 2w/L$ . (a) Puissance seuil  $P_C$  (carré) et meilleur ajustement avec la transition de Fréedericksz optique (courbe solide), voir détail dans le texte. (c) La distance normalisée de la singularité par rapport à l'axe  $\rho_C$ . (c) La période de précession  $T_C$ . (d) L'ellipticité  $e_C$ . Les conditions expérimentales sont  $\theta_0 = 10.6^\circ$ .

### 4.3.3 Précession et transfert de moment angulaire

On note que la circularité de l'onde incidente influe uniquement sur le sens de la précession (Fig. 4.13 (b)). Dans le cas d'une circularité incidente gauche,

la période du régime de précession stationnaire est  $T = 39.7\text{s}$  et  $T = 35.8\text{s}$  dans le cas d'une polarisation incidente droite. Le signe de la précession est le même que le moment angulaire de spin porté par le faisceau laser incident ce qui implique que le phénomène de précession est dû au dépôt de moment angulaire de spin dans le cristal liquide.

Ce phénomène de précession vortex auto-induite peut donc être vue comme la version singulière de la précession collective du directeur sous onde circulaire en présence de réorientation régulière qui a été observée en 1986 [14, 13]. En effet, lorsque le système a une symétrie axiale, le moment angulaire du cristal liquide est conservé ainsi que le moment angulaire de la lumière [50], ce qui n'est plus vrai lorsque l'invariance par rotation est brisée comme c'est le cas ici. L'observation de la précession auto-induite du vortex optique associé à la brisure de la symétrie de révolution est donc relié à un échange de moment angulaire entre la lumière et la matière.

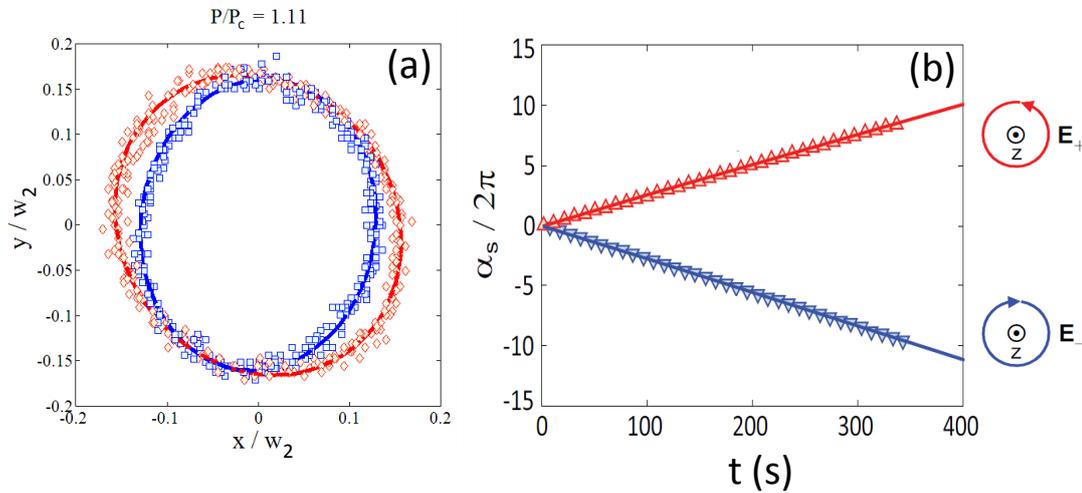


FIGURE 4.13 – (a) Trajectoire du vortex optique lors du régime stationnaire de précession et meilleur ellipse d'ajustement pour un faisceau incident polarisé circulaire gauche (losanges rouges) et droite (carrés bleus). (b) Angle  $\alpha_s$  entre l'axe des  $x$  et l'axe de la singularité pour un faisceau incident polarisé circulaire gauche (triangle rouge) et droite (triangle bleu). Les lignes continues correspondent à un ajustement linéaire  $\alpha_s(t) = 2\pi t/T$  dans le cas d'un régime de précession uniforme. Les conditions expérimentales sont celles de la Fig. 4.8 et  $P \simeq 1.1P_C$ .

#### 4.3.4 Identification d'un spin Hall non linéaire

Un phénomène orbital contrôlé par le moment angulaire de spin rappelle l'effet spin Hall de la lumière [51, 52] qui est l'analogie optique de l'effet spin Hall pour les électrons [53]. Cela correspond à la dépendance de la trajectoire du faisceau selon la polarisation, c'est à dire une dépendance entre le moment angulaire de spin et le moment angulaire extrinsèque de la lumière. En pratique, cela correspond généralement à des phénomènes présentant de faibles déviations par rapport aux prédictions données par l'optique géométrique [54]. Un effet spin Hall géant a récemment été observé à l'aide d'une expérience de diffusion d'un faisceau très fortement focalisé sur une nanoparticule d'or légèrement hors axe par rapport à la direction de propagation du faisceau [55]. Dans notre cas, le milieu génère lui-même un couplage spin-orbite avec brisure de l'invariance par rotation autour de  $z$  pour le système champ/matière (Fig. 4.8 à  $t=110$ s). De manière analogue à l'expérience de la référence [55], la précession auto-induite que nous observons doit donc s'accompagner d'un effet Hall non linéaire du spin de la lumière. Pour vérifier cela, nous avons mesuré la distribution du troisième paramètre de Stokes  $s_3$  (Eq. (2.10)) qui présente, au-dessus du seuil en puissance  $P_C$ , une macroséparation des composantes circulaire gauche et droite du faisceau en sortie du cristal liquide (Fig. 4.14 (a)) qui n'existe pas dans le cas où le système reste axisymétrique (Fig. 4.14 (b)). Les centres de gravité de la composante circulaire gauche/droite  $G_{+,-}$  avec les coordonnées  $x_{G_{+,-}} = \iint x I_{+,-}(x, y) dx dy / \iint I_{+,-}(x, y) dx dy$  et  $y_{G_{+,-}} = \iint y I_{+,-}(x, y) dx dy / \iint I_{+,-}(x, y) dx dy$  sont en effet confondus à  $P < P_C$ . Au contraire, lorsque  $P > P_C$ , les deux centres de gravité sont séparés par une distance  $\varrho = |G_- G_+|_{>t} / w_2 = 0.3 - 0.5$ . Ces observations nous permettent d'identifier, pour la première fois, un effet du spin Hall non linéaire lié à la conversion auto-induite du moment angulaire de spin en moment angulaire orbital extrinsèque.

Enfin, on remarque que cette conversion non linéaire est associée à un effet transverse : les centres de gravité  $G_{+,-}$  sont déplacés perpendiculairement à la trajectoire du vortex. Ce déplacement est caractérisé par l'angle  $\Delta\alpha$  (Fig. 4.14 (c)). Cet angle oscille avec la même période  $T$  que la précession du vortex (Fig. 4.14 (d)) avec une valeur moyenne temporelle non nulle constante quelle que soit la puissance du laser incident au-dessus du seuil (Fig. 4.15 (a)).

On peut donc quantifier le déplacement transverse  $\varrho_{\perp} = \langle |G_- G_+| \sin \Delta\alpha \rangle_t / w_2$  associé à l'effet spin Hall de la lumière et le déplacement longitudinal  $\varrho_{\parallel} = \langle |G_- G_+| \cos \Delta\alpha \rangle_t / w_2$ , comme cela est résumé Fig. 4.15(b).

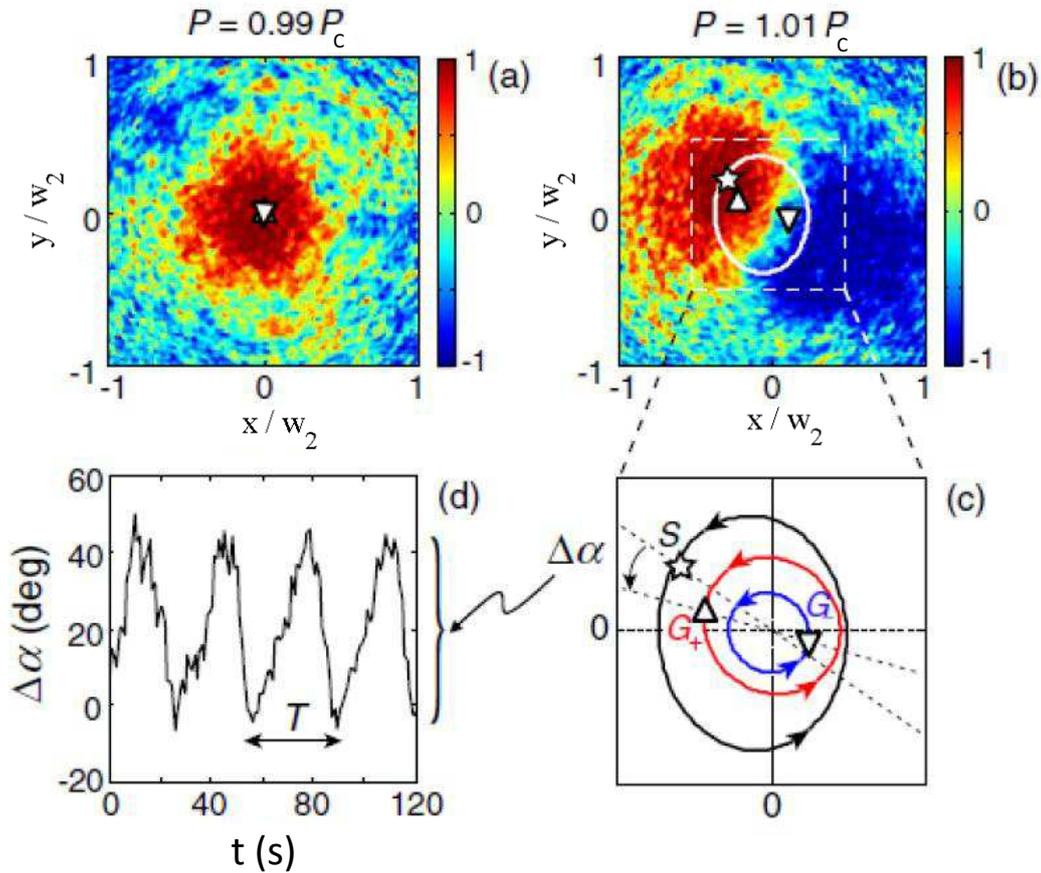


FIGURE 4.14 – Carte de la distribution du troisième paramètre de Stokes réduit  $s_3$  pour une puissance incidente juste en dessous (a) et au-dessus (b) de la puissance seuil  $P_C$ . La trajectoire du vortex optique (b) a été fitté par une ellipse. L'étoile correspond à la position de la singularité de phase  $S$  de charge 2. Les triangles correspondent aux centres de gravité des composantes circulaires gauche et droite  $G_{+,-}$ . (c) Agrandissement du panel (b) montrant les trajectoires de  $S$ ,  $G_+$  et  $G_-$ . (d) Dynamique de l'angle  $\Delta\alpha$  durant quelques période de précession stationnaire. Le faisceau laser incident a une polarisation circulaire gauche avec  $\theta_0 = 9.5^\circ$  et  $z = 310\mu m$ .

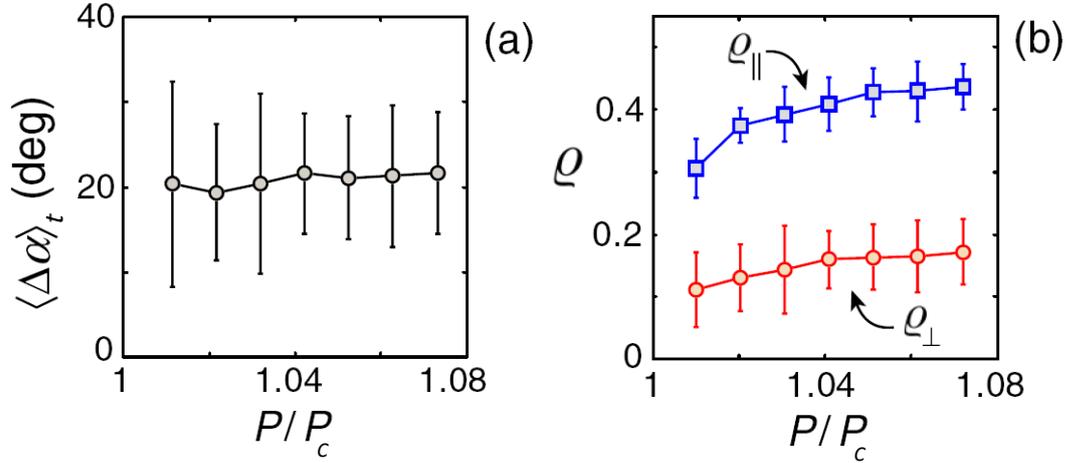


FIGURE 4.15 – (a) Dépendance de la valeur moyenne temporelle de l’angle  $\langle \Delta\alpha \rangle_t$  lors du régime de précession stationnaire en fonction de la puissance. Les barres d’erreurs correspondent à la déviation standard des oscillations observées Fig. 4.14. (b) Dépendance en puissance du déplacement transverse et longitudinal  $\varrho_{\perp, \parallel}$ . Les conditions expérimentales sont celles de la Fig. 4.14.

#### 4.3.5 Extension à une excitation sous vortex

On a étudié expérimentalement le cas d’un vortex de phase polarisé circulairement incident sur le film. De même que dans le cas gaussien, on a pu observer au-dessus d’une puissance seuil une dynamique de précession. La période de précession de la singularité a été mesurée (Fig. 4.16) pour une dizaine de mesures différentes pour chaque configuration. On n’observe aucune dépendance claire de la charge du vortex dans la configuration choisie, seule la circularité du faisceau contrôle la précession.

Ce chapitre a donné lieu à deux articles qui ont été publiés [48, 56].

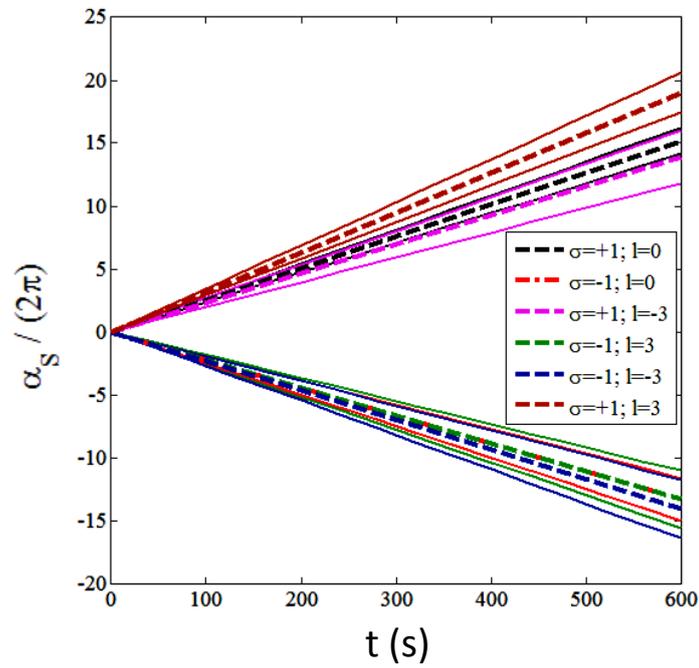


FIGURE 4.16 – Tracé de l'angle  $\alpha_S$  entre l'axe des  $x$  et l'axe de la singularité pour un faisceau gaussien ( $\ell = 0$ ) ou un vortex de phase de charge  $\ell$  incident polarisé circulaire gauche ou droite. Les courbes en pointillées représentent la valeur moyenne sur une dizaine de mesures indépendantes. Les courbes continues correspondent à l'écart moyen à la valeur moyenne. Les conditions expérimentales sont  $z = 350\mu\text{m}$ ,  $\theta_0 = 8.5^\circ$ .

---

# Conclusion

---

Lors de ce travail de thèse, nous avons étudié les conséquences matérielles et ondulatoires de l'application d'un faisceau laser sur l'orientation d'un film de cristal liquide nématique homéotrope dans le cadre de la "réorientation optique topologique" où la lumière est à même de structurer la topologie du champ de directeur dans le plan du film. Ce type de réorientation est distinct de celui, bien connu et régulier, associé à la transition de Fréedericksz optique. Nous avons démontré que l'apparition d'une réorientation régulière ou topologique dépend du rapport entre l'angle caractéristique des fluctuations orientationnelles d'origine thermique et celui associé à la divergence du faisceau. En pratique, une divergence du champ excitateur supérieure à quelques degrés est suffisante pour activer la réorientation topologique. Ce point étant fixé, nous nous sommes consacrés dans un premier temps à modéliser et observer la réorientation topologique dans le cas d'un faisceau gaussien de polarisation quelconque. Pour ce faire, il a fallu utiliser un dispositif pompe-sonde pour observer, à l'aide d'un modèle de lame effective 2D, le profil spatial de réorientation du directeur 3D. Dans le cas d'une polarisation circulaire, nous avons ainsi pu mettre en évidence une réorientation axisymétrique chirale dont le caractère droit ou gauche dépend de la circularité de l'onde incidente. Ceci a pu être prédit en considérant la densité de couple optique exercé sur le directeur au repos ainsi que la distribution spatiale du transfert de moment angulaire de spin de la lumière au cristal liquide. Dans le cas d'une polarisation linéaire, la réorientation du directeur est axisymétrique mais à symétrie centrale avec la présence de deux zones de réorientation distinctes alignées selon la direction de la polarisation incidente. Le cas d'une excitation elliptique a aussi été traité et on conclut de manière générale à la génération d'un défaut topologique associé à une réorientation inhomogène dont la distribution spatiale dépend de l'ellipticité de l'ellipse de polarisation et dont les plans de symétrie sont associés à l'azimut de l'ellipse de polarisation. Nous avons ensuite

étendue l'étude de la réorientation topologique au cas où le champ excitateur lui-même est vecteur d'une information topologique. Deux cas ont été explorés : les vortex optiques de phase et de polarisation, respectivement associés à des singularités de phase ou de polarisation. La question sous-jacente à cette étude était de savoir dans quelle mesure la topologie du champ excitateur influence celle induite dans le cristal liquide. Dans le cas des vortex de phase de polarisation quelconque, on n'observe pas de signature topologique matérielle autre que celle observée dans le cas gaussien, ce dont on a pu rendre compte à l'aide de l'analyse de la densité de couple. A l'inverse, dans le cas des vortex de polarisation, une correspondance entre la structure du champ et de la réorientation qu'il induit a été prédite et observée. Enfin, nous avons identifié, caractérisé et interprété un phénomène d'optique nonlinéaire original : la précession auto-induite d'un vortex optique. En ouvrant la voie d'un nouveau type de réorientation optique dans les cristaux liquides (ici restreint au cas de la phase nématique), ce travail s'inscrit dans une thématique de recherche en plein essor traitant de l'interaction entre lumière structurée et milieux structurés.

---

# Bibliographie

---

- [1] G. FRIEDEL, “Mesomorphic States of Matter”, *Annales de Physique* **18**, 273 (1922).
- [2] P. OSWALD ET P. PIERANSKI, *Nematic and cholesteric liquid crystals : concepts and physical properties illustrated by experiments* (CRC Press, 2005), Vol. 1.
- [3] P. G. DE GENNES ET J. PROST, *The physics of liquid crystals* (Clarendon Press ; Oxford University Press, Oxford ; New York, 1993).
- [4] A. S. ZOLOT’KO, V. F. KITAEVA, N. KROO, N. N. SOBOLEV, ET L. CHILLAG, “The Effect of an Optical Field on the Nematic Phase of the Liquid Crystal OCBP”, *JETP Lett.* **32**, 158 (1980).
- [5] B. Y. ZEL’DOVICH, N. V. TABIRYAN, ET Y. S. CHILINGARYAN, “Fredericks transitions induced by light fields”, *JETP* **81**, 72 (1981).
- [6] S. D. DURBIN, S. ARAKELIAN, ET Y. SHEN, “Laser-induced diffraction rings from a nematic liquid- crystal film”, *Opt. Lett.* **64**, 411 (1981).
- [7] A. S. ZOLOT’KO, V. F. KITIEVA, V. A. KUYUMCHYAN, N. N. SOBOLEV, ET A. P. SUKHORUKOV, “Light-induced second-order phase transition in a spatially bounded region of a nematic liquid crystal”, *JETP Lett.* **36**, 80 (1982).
- [8] I. C. KHOO, “Theory of optically induced molecular reorientations and quantitative experiments on wave mixing and the self-focusing of light”, *Phys. Rev. A* **25**, 1636 (1982).
- [9] E. BRASSELET ET L. J. DUBÉ, “Light-induced chaotic rotations in nematic liquid crystals”, *Phys. Rev. E* **73**, 021704 (2006).
- [10] E. SANTAMATO, G. ABBATE, P. MADDALENA, L. MARRUCCI, ET Y. R. SHEN, “Laser -induced non linear dynamics in a nematic liquid-crystal film”, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1377 (1990).

- 
- [11] A. VELLA, B. PICCIRILLO, ET E. SANTAMATO, “Coupled-mode approach to the nonlinear dynamics induced by an elliptically polarized laser field in liquid crystals at normal incidence”, *Phys. Rev. E* **65**, 031706 (2002).
- [12] D. O. KRIMER, L. KRAMER, E. BRASSELET, T. V. GALSTIAN, ET L. J. DUBÉ, “Bifurcation analysis of optically induced dynamics in nematic liquid crystals : elliptical polarization at normal incidence”, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 1681 (2005).
- [13] A. S. ZOLOT’KO, V. F. KITAEVA, ET V. Y. FEDOROVICH, *P. N. Lebedev Physics Institute, Academy of Sciences of the USSR, Moscow*. Preprint No 326 (1986).
- [14] E. SANTAMATO, B. DAINO, M. ROMAGNOLI, M. SETTEMBRE, ET Y. R. SHEN, “Collective rotation of molecules driven by the angular momentum of light in a nematic film”, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2423 (1986).
- [15] L. MARRUCCI, G. ABBATE, S. FERRAIUOLO, P. MADDALENA, ET E. SANTAMATO, “Self-induced stimulated light scattering in nematic liquid crystals : Theory and experiment”, *Phys. Rev. A* **46**, 4859 (1992).
- [16] D. O. KRIMER, G. DEMETER, ET L. KRAMER, “Influence of the backflow effect on the orientational dynamics induced by light in nematics”, *Physical Review E* **71**, 051711 (2005).
- [17] E. BRASSELET, T. V. GALSTIAN, L. J. DUBÉ, D. O. KRIMER, ET L. KRAMER, “Bifurcation analysis of optically induced dynamics in nematic liquid crystals : circular polarization at normal incidence”, *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 1671 (2005).
- [18] E. BRASSELET, B. PICCIRILLO, ET E. SANTAMATO, “Three-dimensional model for light-induced chaotic rotations in liquid crystals under spin and orbital angular momentum transfer processes”, *Phys. Rev. E* **78**, 031703 (2008).
- [19] E. BRASSELET, “Singular optical manipulation of birefringent elastic media using nonsingular beams”, *Opt. Lett.* **34**, 3229 (2009).
- [20] E. BRASSELET, “Singular optical reordering of liquid crystals using Gaussian beams”, *Journal of Optics* **12**, 124005 (2010).
- [21] E. BRASSELET, “Spin-orbit optical cross-phase-modulation”, *Phys. Rev. A* **82**, 063836 (2010).

- 
- [22] M. VEDEL, S. BREUGNOT, ET N. LECHOCINSKI, “Full Stokes polarization imaging camera”, *Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering* **8160**, 81600X (2011).
- [23] J. LI, C. H. WEN, S. GAUZA, R. LU, ET S. T. WU, “Refractive Indices of Liquid Crystals for Display Applications”, *J. Display Technology* **1**, 51 (2005).
- [24] J. F. STRÖMER, D. MARENUZZO, C. V. BROWN, J. M. YEOMANS, ET E. P. RAYNES, “Electric-field-induced disclination migration in a Grandjean-Cano wedge”, *J. Appl. Phys.* **99**, 064911 (2006).
- [25] A. DESYATNIKOV *et al.*, “Spatially engineered polarization states and optical vortices in uniaxial crystals”, *Opt. Express* **18**, 10848 (2010).
- [26] S. DHARA ET N. V. MADHUSUDANA, “Enhancement of the orientational order parameter of nematic liquid crystals in thin cells”, *The European Physical Journal E* **13**, 401 (2004).
- [27] M. LAX, W. LOUISELL, ET W. MCKNIGHT, “From Maxwell to paraxial wave optics”, *Physical Review A* **11**, 1365 (1975).
- [28] E. BRASSELET, Y. IZDEBSKAYA, V. SHVEDOV, A. S. DESYATNIKOV, W. KROLIKOWSKI, ET Y. S. KIVSHAR, “Dynamics of optical spin-orbit coupling in uniaxial crystals”, *Optics Letters* **34**, 1021 (2009).
- [29] Y. IZDEBSKAYA, E. BRASSELET, V. SHVEDOV, A. DESYATNIKOV, W. KROLIKOWSKI, ET Y. KIVSHAR, “Dynamics of linear polarization conversion in uniaxial crystals”, *Opt. Express* **17**, 18196 (2009).
- [30] R. BARBOZA, U. BORTOLOZZO, G. ASSANTO, E. VIDAL-HENRIQUEZ, M. CLERC, ET S. RESIDORI, “Vortex Induction via Anisotropy Stabilized Light-Matter Interaction”, *PRL* **109**, 143901 (2012).
- [31] R. BARBOZA, U. BORTOLOZZO, G. ASSANTO, E. VIDAL-HENRIQUEZ, M. CLERC, ET S. RESIDORI, “Harnessing Optical Vortex Lattices in Nematic Liquid Crystals”, *PRL* **111**, 093902 (2013).
- [32] N. HECKENBERG, R. MCDUFF, C. SMITH, ET A. WHITE, “Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms”, *Opt. Lett.* **17**, 221 (1992).

- 
- [33] S. N. KHONINA, V. V. KOTLYAR, M. . V. SHINKARYEV, V. A. SOIFFER, ET G. . V. USPLENIEV, “The phase rotor filter”, *Journal of modern optics* **39**, 1147 (1992).
- [34] M. BEIJERSBERGEN, R. COERWINKEL, M. KRISTENSEN, ET J. WOERDMAN, “Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phase plate”, *Optics Communications* **112**, 321 (1994).
- [35] A. V. VOLYAR, T. A. FADEEVA, ET Y. A. EGOROV, “Vector Singularities of Gaussian Beams in Uniaxial Crystals : Optical Vortex Generation”, *Technical physics letters* **28**, 70 (2002).
- [36] A. CIATTONI, G. CINCOTTI, ET C. PALMA, “Circularly polarized beams and vortex generation in uniaxial media”, *J. Opt. Soc. Am. A* **20**, 163 (2003).
- [37] G. BIENER, A. NIV, V. KLEINER, ET E. HASMAN, “Formation of helical beams by use of Pancharatnam-Berry phase optical elements”, *Optics letters* **27**, 1875 (2002).
- [38] L. MARRUCCI, C. MANZO, ET D. PAPARO, “Optical Spin-to-Orbital Angular Momentum Conversion in Inhomogeneous Anisotropic Media”, *Physical Review Letters* **96**, 163905 (2006).
- [39] G. KNÖNER, S. PARKIN, T. A. NIEMINEN, V. L. Y. LOKE, N. R. HECKENBERG, ET H. RUBINSZTEIN-DUNLOP, “Integrated optomechanical microelements”, *Optics express* **15**, 5521 (2007).
- [40] E. BRASSELET, M. MALINAUSKAS, A. ZUKAUSKAS, ET S. JUODKAZIS, “Photo-polymerized microscopic vortex beams generators : precise delivery of optical orbital angular momentum”, *Applied Physics Letters* **97**, 211108 (2010).
- [41] A. ZUKAUSKAS, M. MALINAUSKAS, ET E. BRASSELET, “Monolithic generators of pseudo-nondiffracting optical vortex beams at the microscale”, *Applied Physics Letters* **103**, 181122 (2013).
- [42] E. BRASSELET, N. MURAZAWA, H. MISAWA, ET S. JUODKAZIS, “Optical vortices from liquid crystal droplets”, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 103903 (2009).
- [43] E. BRASSELET ET C. LOUSSERT, “Electrically controlled topological defects in liquid crystals as tunable spin-orbit encoders for photons”, *Optics Letters* **36**, 719 (2011).

- 
- [44] E. BRASSELET, “Tunable optical vortex arrays from a single nematic topological defect”, *Physical Review Letters* **108**, 087801 (2012).
- [45] C. LOUSSERT, U. DELABRE, ET E. BRASSELET, “Manipulating the Orbital Angular Momentum of Light at the Micron Scale with Nematic Disclinations in a Liquid Crystal Film”, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 037802 (2013).
- [46] B. YANG ET E. BRASSELET, “Arbitrary vortex arrays realized from optical winding of frustrated chiral liquid crystals”, *Journal of Optics* **15**, 044021 (2013).
- [47] T. PORENTA, M. RAVNIK, ET S. ZUMER, “Complex field-stabilised nematic defect structures in Laguerre-Gaussian optical tweezers”, *Soft Matter* **8**, 1865 (2012).
- [48] M. EL KETARA ET E. BRASSELET, “Self-induced nonlinear spin-orbit interaction of light in liquid crystals”, *Optics letters* **37**, 602 (2012).
- [49] S. MOSCA *et al.*, “Photon self-induced spin-to-orbital conversion in a terbium-gallium-garnet crystal at high laser power”, *Physical Review A* **82**, 043806 (2010).
- [50] A. CIATTONI, G. CINCOTTI, ET C. PALMA, “Angular momentum dynamics of a paraxial beam in a uniaxial crystal”, *Phys. Rev. E* **67**, 036618 (2003).
- [51] M. ONODA, S. MURAKAMI, ET N. NAGAOSA, “Hall Effect of Light”, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 083901 (2004).
- [52] K. BLIOKH ET Y. BLIOKH, “Topological spin transport of photons : the optical Magnus effect and Berry phase”, *Phys. Lett. A* **333**, 181 (2004).
- [53] J. E. HIRSCH, “Spin Hall Effect”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1834 (1999).
- [54] O. HOSTEN ET P. KWIAT, “Observation of the Spin Hall Effect of Light via Weak Measurements”, *Science* **319**, 787 (2008).
- [55] O. G. RODRIGUEZ-HERRERA, D. LARA, K. BLIOKH, E. A. OSTROVSKAYA, ET C. DAINTY, “Optical Nanoprobing via Spin-Orbit Interaction of Light”, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 253601 (2010).
- [56] M. EL KETARA ET E. BRASSELET, “Observation of Self-Induced Optical Vortex Precession”, *Physical Review Letters* **110**, 233603 (2013).









## RÉSUMÉ

Ce travail de thèse consiste en l'étude détaillée des conséquences matérielles et ondulatoires de l'application d'un faisceau laser sur l'orientation d'un film de cristal liquide nématique dans un cadre bien particulier, dénommé la réorientation optique "topologique". Cela correspond en pratique à une situation où la lumière donne naissance à un défaut d'orientation pour le champ de directeur, dont la nature dépend des caractéristiques du champ lumineux excitateur (polarisation, phase, intensité). Après avoir introduit la notion de réorientation optique topologique, identifié et discuté les conditions expérimentales permettant son apparition, le rôle de l'état de polarisation est étudié. Le cas d'un faisceau singulier, structuré en phase ou en polarisation, est ensuite traité. Enfin, la mise en évidence de nouveaux effets nonlinéaires, statique et dynamique, est démontrée.

## MOTS-CLÉS

COUPLE OPTIQUE – CRISTAL LIQUIDE – VORTEX OPTIQUE – RÉORIENTATION

## ABSTRACT

This thesis deals with a detailed study of the material and optical waves aspects of the light-induced reorientation of a nematic liquid crystal film in a particular framework, called the optical "topological" reorientation. In practice, it corresponds to a situation where a laser beam induces an orientational topological defect for the director field, whose nature depends on the characteristics of the excitation light field (polarization, phase, intensity). First, the concept of topological optical reorientation is introduced and the experimental conditions for its appearance are discussed and experimentally verified. Then, the role of the polarization state of a Gaussian light beam excitation is investigated, followed with the more complex situation of singular light beams with structured phase or polarization. Finally, we report on self-induced nonlinear optical manifestations of the topological reorientation, which include the experimental identification and discussion of novel singular phenomena such as nonlinear spin-orbit interaction of light and self-induced vortex beam precession.

## KEYWORDS

OPTICAL TORQUE – LIQUID CRYSTAL – OPTICAL VORTEX – REORIENTATION