

Thèse de Doctorat

Spécialité Sciences pour l'Ingénieur

présentée par

Rémy Passier

Propagation de vortex optiques en
milieu photoréfractif : application à la
génération de guides optiques

Thèse dirigée par Fabrice Devaux et Mathieu Chauvet

soutenue le 22 janvier 2009

Jury :

Président : Hervé MAILLOTTE, Directeur de Recherche CNRS, Université de Franche-Comté
Rapporteurs : Delphine WOLFERSBERGER, Enseignant-chercheur, Supélec - Campus de Metz
Eugenio FAZIO, Professeur, Université "La Sapienza", Rome
Examineurs : Gilles MARTEL, Maître de Conférences, Université de Rouen
Fabrice DEVAUX, Professeur, Université de Franche-Comté
Mathieu CHAUVET, Professeur, Université de Franche-Comté

Remerciements

Je remercie M. Hervé Maillotte, Directeur de Recherche CNRS, de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire d'Optique Pierre-Michel Duffieux de l'Université de Franche-Comté.

Je remercie les différents membres du jury qui ont accepté d'évaluer mon travail : Mme Delphine WOLFERSBERGER, Enseignant-chercheur à Supélec - Campus de Metz, M. Eugenio FAZIO, Professeur à l'Université "La Sapienza" à Rome, M. Gilles MARTEL, Maître de Conférences à l'Université de Rouen, M. Fabrice DEVAUX, Professeur à l'Université de Franche-Comté, M. Mathieu CHAUVET, Professeur à l'Université de Franche-Comté.

Je remercie tout spécialement mes directeurs de recherche, dont la patience, la tolérance et la persévérance m'ont permis de trouver mon équilibre dans les différentes activités menées au cours de ces années : Fabrice, dont l'étendue des compétences m'ont simplement "scotché" au fur et à mesure de leur découverte. Tout aussi bien enseignant pédagogue que chercheur, théoricien qu'expérimentateur, un jour je trouverai ton point faible même si le temps n'arrangera rien à l'affaire ! Mathieu et son flegme tout britannique dans sa maîtrise de la physique mais dont je n'ai découvert que plus tard la riche personnalité ; que de blagues perdues ! J'aimerais vous remercier tous les deux pour votre soutien, votre confiance, votre disponibilité et vos conseils, mais aussi pour la qualité des relations que nous avons pu entretenir pendant ces quelques années.

Un grand merci à l'ensemble de la "dream team" dont j'ai eu l'honneur de faire partie, Hervé et son perfectionnisme avancé, Gil à qui je ne demande plus s'il va bien, Thibaut (je me souviendrai toujours de cette nuit à Metz), Kien dont l'omniprésence d'esprit et de corps (ou de clés) donne l'impression qu'il est là depuis des années et enfin Eric notre jeune ancien à tous. Le savant mélange de sciences et de chaleur humaine vous caractérise, chers oénèliens. Je vous fais confiance pour contribuer à garder ce supplément d'âme présent dans cette équipe depuis quelques années déjà et qui permet à de jeunes pousses d'évoluer dans un environnement incomparable pour apprendre un métier complexe ; une ambiance et un plaisir de travailler ensemble qui sont toujours visibles lorsque les "anciens" (Jayci, Virginie, Mika ou Armand et les autres) reviennent.

Merci à tous ceux que j'ai cotoyés, à commencer par Jean-Charles et Virginie qui m'ont accueilli il y a si longtemps déjà dans le bureau -119B avant de céder leur place pour s'éloigner vers des contrées (pas si) lointaines ; à Mika, Armand et Bertrand pour les concours de blagues pourries et la découverte des jeux sur le net ; Bruno Wacogne pour

le travail réalisé ensemble, Valérie et Joëlle pour tous les soucis administratifs, ainsi que l'ensemble du labo.

Merci aux thésards actuels, Jassem le bosseur fou, Jérémy Geekland (oh yeah!), Anne et ses gâteaux d'anniversaire, Jean-Luc le solitaire, et dernièrement Mischa le Breton sobre et Birgit, pour leur aide et leur support psychologique lors des diverses phases du thésard : qui cherche en manip ou en simul (c'est long là... qu'est-ce que ça rame!), qui trouve (non.. en fait c'est pas ça, ça marche pas, M....!!), ah si! (yes!), qui rédige un article (comment on dit "soliton" en anglais?) ou sa thèse (j'en ai marre, je laisse tout tomber!). Un chemin de croix qui permet de se connaître et de se reconnaître dans les différentes situations des autres doctorants afin de les conseiller par la suite.

Merci également aux autres thésards et/ou amis qui connaissent déjà l'estime que je leur porte : Hervé B., Bruno, Johanne, Alex, Ludourson et les gens de la cafét', l'Aqua.

Merci au GGClub, Ludo et Jérém et Mischa pour leurs conseils fascinants et d'une précision incomparable sur des sujets si intéressants et fondamentaux (Personne n'y croit, je sais!!!).

Un merci particulier pour mon cher Juju. Nous avons commencé cette aventure ensemble, nous nous sommes épaulés dans les moments délicats (de la thèse ou de la vie) et c'est sûrement grâce à cette amitié fabuleuse que tout a pu commencer et continuer...

Je remercie ma famille pour leur soutien durant ces trois ans pendant lesquels bien des questions et des doutes se sont imposés à vous et auxquels je suis heureux d'avoir pu répondre, du moins j'espère, lors de la soutenance.

Enfin, je voudrais remercier ma chère et tendre Clémence. Ce parcours était sûrement tout sauf personnel. Merci pour ton soutien, ton aide et d'avoir toujours cru en moi.

Table des matières

Remerciements	i
Table des matières	iii
Table des figures	vi
Introduction	1
1 Des pistes pour les télécommunications	3
1.1 Piéger la lumière	3
1.2 Diversité des solitons optiques	8
1.2.1 Les solitons Kerr spatiaux	10
1.2.2 Les solitons discrets spatiaux	11
1.2.3 Les solitons quadratiques	12
1.2.4 Les solitons incohérents spatiaux ou temporels	13
1.2.5 Les solitons dans les cristaux liquides	14
1.3 Les solitons photoréfractifs	15
1.3.1 Principe	16
1.3.2 Solitons obtenus en régime quasi-établi	17
1.3.3 Solitons obtenus en régime établi	17
1.3.4 Solitons photovoltaïques	18
1.4 Les vortex	18
1.4.1 Découverte et applications des vortex optiques	18
1.4.2 Etudes et contrôle du moment orbital	21
1.4.3 Etude propagative des vortex optiques	22
1.4.4 Les vortex en milieu photoréfractif et/ou photovoltaïque	23
2 Le vortex en milieu photoréfractif-photovoltaïque	25
2.1 Définition des vortex	25
2.1.1 Allure générale	26
2.1.2 La charge topologique m	27
2.1.3 Formation de vortex optiques	30
2.1.3.1 Différentes méthodes de génération	30
2.1.3.2 Fabrication des hologrammes en salle blanche	33
2.1.3.3 Analyse expérimentale d'un mode vortex	35
2.2 Le milieu photoréfractif-photovoltaïque	35

2.2.1	Propriétés des cristaux photoréfractifs ferroélectriques	35
2.2.1.1	Le choix du niobate de lithium	37
2.2.1.2	Applications liées aux diverses propriétés optiques	37
2.2.2	Mise en équations de l'effet photoréfractif	39
2.2.2.1	Le modèle de Kukhtarev	39
2.2.2.2	Photo-ionisation	40
2.2.2.3	Transports des charges - équation de conduction	42
2.2.2.4	Effet Pockels ou effet électro-optique	43
2.3	Solution analytique des solitons en milieu photoréfractif	44
2.3.1	Equation non linéaire de Schrödinger	44
2.3.2	Solution (1+1)-D	45
2.3.3	Solution (2+1)-D	46
3	Etude des modèles numériques	49
3.1	Introduction	49
3.2	Résolution numérique du modèle de Zozulya et Anderson	50
3.2.1	Hypothèses de travail	50
3.2.2	Développement des équations	52
3.2.3	Cas du régime stationnaire	53
3.2.3.1	Résolution du potentiel par la méthode des différences finies	53
3.2.3.2	Evolution du vortex en fonction du rapport I/I_d en pola- risation extraordinaire	54
3.2.3.3	Evolution en fonction du rapport I/I_d en polarisation or- dinaire	55
3.2.4	Cas du régime dynamique	56
3.2.4.1	Résolution du potentiel par la méthode des différences finies	56
3.2.4.2	Evolution temporelle pour un rapport $I/I_d = 260$	57
3.2.4.3	Evolution en fonction du rapport I/I_d	58
3.2.4.4	Evolution en fonction du waist pour un rapport $I/I_d = 16$	59
3.3	Nouveau modèle dynamique (3+1)-D : résolution par l'équation classique de l'électrostatique	61
3.3.1	Développement du modèle (3+1)-D	61
3.3.2	Hypothèses de travail	62
3.3.3	Evolution dynamique pour le rapport $I/I_d = 260$	63
3.3.4	Influence de divers paramètres dans le nouveau modèle (3+1)-D . .	63
3.3.4.1	Influence du rapport I/I_d	63
3.3.4.2	Evolution en fonction du rayon du faisceau injecté	64
3.3.4.3	Influence de la densité de donneurs N_D	65
4	Influence du caractère anisotrope de l'effet Pockels et du cristal	69
4.1	Introduction	69
4.2	Nature anisotrope de la modulation d'indice	69
4.3	Résultats numériques	73
4.3.1	Polarisation extraordinaire	73
4.3.2	Polarisation ordinaire	75

4.4	Démonstration expérimentale	77
4.4.1	Montage	77
4.4.2	Polarisation extraordinaire	78
4.4.3	Polarisation ordinaire	80
4.5	Conclusion	82
5	Structures guidantes 3D induites par vortex optiques dans le $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$	85
5.1	Introduction	85
5.2	Quasi-soliton noir (2+1)-D dans le $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$	85
5.2.1	Résultats numériques	85
5.2.1.1	Dynamique du phénomène	87
5.2.1.2	Profil du guide inscrit	88
5.2.2	Résultats expérimentaux	89
5.2.2.1	Dynamique du phénomène	90
5.2.2.2	Profil de la modulation d'indice et du guide inscrits . . .	92
5.3	Création de jonctions par vortex	93
5.3.1	Création d'une jonction Y via 2 charges unitaires	93
5.3.1.1	Résultats numériques	93
5.3.1.2	Résultats expérimentaux	94
5.3.2	Création d'une jonction 1 vers 4 à l'aide d'un vortex de charge $m = 4$	96
5.3.2.1	Résultats numériques	96
5.3.2.2	Résultats expérimentaux	99
5.3.2.3	Remarque	100
5.4	Conclusion	101
	Conclusion et Perspectives	103
	Annexe : Procédé de fabrication des hologrammes en salle blanche	105
	Bibliographie	106
	Liste des publications de l'auteur	121

Table des figures

1.1	Diffraction : élargissement du profil d'un faisceau laser gaussien lors de sa propagation linéaire.	4
1.2	Lois de Snell-Descartes : (a) réfraction entre deux milieux, (b) réflexion totale.	4
1.3	Schéma simplifié de la propagation de la lumière dans une fibre optique à saut d'indice.	5
1.4	Onde spatiale unidimensionnelle se propageant sans déformation dans un milieu : soliton spatial.	6
1.5	Principe de formation d'un soliton spatial brillant ou noir unidimensionnel : (a) diffraction du faisceau, (b) autofocalisation du faisceau, (c) équilibre des deux phénomènes : création d'un soliton.	7
1.6	Dispersion chromatique d'un faisceau optique : (a) faisceau incident, (b) élongation temporelle.	9
1.7	Création d'un soliton de type Kerr [15] : (a) faisceau optique en entrée du cristal, (b) modulation d'indice inscrite, (c) rétrécissement des dimensions transverses (autofocalisation).	11
1.8	Génération de solitons discrets d'après Eisenberg <i>et al.</i> [32] : (a) propagation linéaire dans la structure, (b) images en sortie du cristal pour une puissance crête de 70 W, (c) changement de la puissance injectée 320 W, (d) propagation soliton pour une puissance de 500 W.	12
1.9	Formation d'un soliton spatial par génération de second harmonique.	13
1.10	Photographies montrant le guidage d'un faisceau (en-dessous) par un soliton noir incohérent (au-dessus) : (a) entrée, (b) sortie en régime linéaire, (c) sortie en régime non linéaire (image de Chen <i>et al.</i> [46]).	14
1.11	Déviation d'un faisceau laser dans un cristal liquide par Peccianti <i>et al.</i> [55] : (a) diffraction du faisceau dans le cristal, (b) formation de soliton et déviation par application d'une tension, (c) déviation et autofocalisation de multiples faisceaux générés par instabilité de modulation.	15
1.12	Principes physiques participant à l'effet photoréfractif.	16
1.13	Exemples de vortex, (a) dans le sillage d'un avion-©Nasa, (b) cyclone-©Nasa, (c) galaxie-©M. Gendler.	19
1.14	(a) Profil annulaire d'un vortex optique, (b) profil de phase représentant le moment angulaire orbital en 3D.	20
1.15	Comète Hale-Bopp-©J. Gleason.	20

1.16	Schéma de fonctionnement d'une pince optique vortex [129] : (a) hologramme de codage et dispositif expérimental, (b) profil du vortex créé, (c) mise en place de particules par le vortex.	21
2.1	(a) Profil annulaire d'un vortex, (b) profil de phase à z constant, (c) trajectoire du vecteur de Poynting au cours de la propagation.	26
2.2	(a) Phase plane d'une onde plane, (b) surface d'équipphase d'un vortex à un instant donné.	27
2.3	Représentation en intensité des modes de Laguerre-gauss LG_p^m en contraste inversé.	29
2.4	Variation de la phase du vortex pour des charges simples allant de $m = 1$ à $m = 3$ (a, c et d) et pour une charge opposée $m = -1$ (b).	29
2.5	Élargissement du vortex en fonction de la charge topologique m pour des modes de Laguerre-Gauss vortex LG_0^m	30
2.6	Lame de phase en forme de spirale.	31
2.7	Mode LG_0^{-1} obtenu par combinaison des modes HG_{01} et HG_{10}	31
2.8	Modulateur de phase par miroirs commandés électriquement	32
2.9	Dispositif (a) et calcul numérique (b) d'un hologramme de phase de charge $m = 1$	32
2.10	Étapes de fabrication des hologrammes en réflexion en salle blanche.	33
2.11	Photographie des hologrammes fabriqués sur un wafer ©-B. Wacogne.	34
2.12	Profil 3D (a,b) et 2D (c,d) des réseaux au niveau des singularités de charge pour $m = 1$ (a,c) et $m = 2$ (b,d).	34
2.13	Analyse expérimentale du front d'onde d'un vortex doté d'une charge $m = 1$	35
2.14	Tableau comparatif des propriétés de certains matériaux photoréfractifs, niobate de lithium, strontium de barium et tantalate de lithium.	36
2.15	Exemples de modulateurs électro-optiques, (a) modulateur de phase, (b) coupleur directionnel, (c) X-switch, et (d) interféromètre de Mach-Zehnder.	38
2.16	Exemples d'applications basées sur le niobate de lithium : (a) SAW, (b) PPLN.	38
2.17	Schéma de principe du mécanisme de modification d'indice par l'intensité lumineuse.	39
2.18	Diagramme de bande et migration des charges à l'intérieur du cristal.	41
3.1	Paramètres du niobate de lithium pris en compte.	51
3.2	Analogie entre (a) la largeur du soliton (FWHM) comme fonction du temps (t/T_d) pour $r = 0.2$ (pointillés), $r = 10$ (tirets), $r = 100$ (trait plein), et (b) la largeur du soliton (FWHM) comme une fonction de $r = I/I_d$ en régime établi (trait plein) et quasi-établi (tiret) dans LiNbO_3 [82].	54
3.3	Distribution d'intensité d'un vortex de charge $m = 1$ polarisé extraordinairement et de la modulation d'indice créée en régime établi en sortie du LiNbO_3 pour différentes valeurs du rapport $r = I/I_d$ (a) $1/32$, (b) $1/8$, (c) $1/2$, (d) 1 , (e) 2 , (f) 8 , (g) 32	55

3.4	Propagation d'un vortex de charge $m = 1$ polarisé ordinairement de la modulation d'indice créée en régime établi pour différentes valeurs du rapport I/I_d (a) 1/32, (b) 1/8, (c) 1/2, (d) 1, (e) 2, (f) 8, (g) 32.	56
3.5	Evolution de la distribution d'intensité d'un vortex de charge $m = 1$ en sortie d'un cristal de 9 mm de LiNbO_3 de $t = 0$ s (a) à $t = 16000$ secondes (e), et modulations d'indice respectives (g-k).	58
3.6	Evolution en fonction de la puissance de l'intensité d'obscurité pour un vortex de charge $m = 1$ polarisé extraordinairement de la modulation d'indice après un temps de 320000 s en régime dynamique pour différentes valeurs du rapport $r = I/I_d$ (a) 1/32, (b) 1/8, (c) 1/2, (d) 1, (e) 2, (f) 8.	59
3.7	Comparaison dynamique pour deux valeurs du rapport $r = I/I_d$, (a) $r = 1/2$ à $t = 320000$ s, (b) $r = 2$ à $t = 71200$ s et (c) $r = 2$ à $t = 320000$ s, et les modulations d'indices respectives.	59
3.8	Evolution en sortie du milieu du vortex en fonction du rayon du faisceau d'entrée, (a) 13 μm , (b) 20 μm , (c) 25 μm , (d) 30 μm pour un rapport $I/I_d=16$ pour un temps de 2800 s.	60
3.9	Tableau comparatif des modèles numériques en milieu photoréfractif. . . .	62
3.10	Evolution de la distribution d'intensité en sortie du cristal d'un vortex de charge $m = 1$ en polarisation extraordinaire et se propageant selon l'axe Y de $t = 0$ s (a) à $t = 0,2$ s (e) et les distributions d'indice correspondantes (g-k). La flèche indique le sens de rotation de la phase du vortex.	64
3.11	Evolution en fonction de la puissance de l'intensité d'obscurité pour un vortex de charge $m = 1$ polarisé extraordinairement de la modulation d'indice après un temps d'écriture de 0,25 s en régime dynamique pour différentes valeurs du rapport I/I_d (a) 1, (b) 2, (c) 8, (d) 32, (e) 260.	64
3.12	Evolution en fonction de la taille du faisceau d'entrée, la taille des fenêtres correspond à 25 w_0 pour $r = 260$ à $t = 0,25$ s.	65
3.13	Influence du rapport N_D/N_A : (a) 1 (b) 1,1 (c) 1,2 (d) 1,3 (e) 10 après un temps d'écriture $t = 0,25$ s, (e) 10 à $t = 25.10^{-4}$ s.	66
4.1	Allure des composantes du champ de charge d'espace au début du processus, (a) E_Y , (c) E_Z et les distributions typiques des charges dans le plan transverse (b) et longitudinal (d).	71
4.2	Modulation d'indice vue par une onde polarisée ordinairement dans le cas (a) d'une propagation selon l'axe Y (b) ou X et (c) pour une polarisation extraordinaire quelque soit la direction de propagation (X ou Y), en début de processus.	72
4.3	Paramètres de l'étude, (a) propagation selon les axes Y ou X, (b) polarisation extraordinaire ou ordinaire, (c) charge du vortex ($m = 1$ ou $m = -1$).	72
4.4	Distributions d'intensité du vortex (a) à l'entrée et (b) à la sortie d'un cristal de 9 mm de long en régime linéaire.	73
4.5	Evolution de la distribution d'intensité en sortie du cristal d'un vortex de charge $m = 1$ en polarisation extraordinaire et se propageant selon l'axe Y de $t = 0$ s (a) à $t = 0,2$ s (e) et les distributions d'indice correspondantes (g-k). La flèche indique le sens de rotation de la phase du vortex.	74

4.6	Calculs numériques de la distribution d'intensité en régime transitoire ($t = 0, 25$ s) du vortex à la sortie du cristal en polarisation extraordinaire pour une charge $m = 1$ (a) et $m = -1$ (b) et les modulations d'indice de réfraction correspondantes (c, d).	74
4.7	Dynamique temporelle d'un vortex de charge $m = 1$ en polarisation ordinaire et propagation selon l'axe Y de $t = 0$ s (a) à $t = 0, 2$ s (e) et figures d'indice correspondantes (f-j). La flèche indique le sens de rotation de la phase du vortex.	75
4.8	Intensité du vortex (a, c) et modulations d'indice correspondantes (b, d) en polarisation ordinaire pour une propagation selon l'axe Y : charge $m = 1$ (a) et $m = -1$ (c) en régime transitoire ($t = 0, 25$ s).	76
4.9	Intensité du vortex (a, c) et modulations d'indice correspondantes (b, d) en polarisation ordinaire pour une propagation selon l'axe X : charge $m = 1$ (a) et $m = -1$ (c) en régime transitoire ($t = 0, 25$ s).	76
4.10	Montage expérimental pour la propagation de vortex dans le niobate de lithium.	77
4.11	Résultats expérimentaux : répartition d'intensité du vortex à l'entrée (a) et à la sortie (b) d'un cristal de 9 mm de long avant mise en place de l'effet non linéaire ($t = 0$ s) dans le $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. L'insert montre l'interférogramme du vortex. Ces profils sont valables pour toutes les configurations étudiées. . .	78
4.12	Images expérimentales de la dynamique d'un vortex de charge $m = 1$ en polarisation extraordinaire et en propagation selon X. Intervalle de temps de 5 s entre chaque image.	79
4.13	Images expérimentales de la dynamique d'un vortex de charge $m = -1$ en polarisation extraordinaire et en propagation selon X. Intervalle de temps de 5 s entre chaque image.	79
4.14	Résultats expérimentaux : distribution en intensité du vortex en polarisation extraordinaire à la sortie du cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ de 9 mm de long pour les charges $m = 1$ (a) et $m = -1$ (b) à $t = 1000$ s pour une propagation selon l'axe X.	80
4.15	Dynamique expérimentale de $t = 0$ s à $t = 30$ s des faisceaux polarisés ordinairement, selon une propagation Y (a,b) ou X (c,d), et des charges $m = 1$ (a,d) et $m = -1$ (b,c).	81
4.16	Répartition d'intensité expérimentale d'un vortex de charge $m = 1$ (a, b) et $m = -1$ (c, d) en polarisation ordinaire pour une propagation selon l'axe Y (a, c) et selon l'axe X (b, d).	82
5.1	Détail de l'injection du faisceau vortex dans le cristal de niobate de lithium pour la formation d'un soliton-vortex. La focalisation se fait avant le matériau. .	86
5.2	Distributions d'intensité numériques du vortex en régime linéaire au point focal (a), aux faces d'entrée (b) et de sortie (c) du cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ et profils d'intensité respectifs (d, e, f) en coupe Z ou X.	86

5.3	Dynamique de formation d'un quasi-soliton vortex de charge $m = 1$ dans un cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. (a) diffraction en régime linéaire à $t = 0$ s puis en régime non linéaire quasi-établi de $t = 0,45$ s (b) à $t = 2,25$ s (f). Les figures d'indice correspondantes (h-l) sont également présentées.	87
5.4	Evolution des diamètres de cœur et externe d'un vortex polarisé ordinairement et d'un diamètre de $50\ \mu\text{m}$ de $t = 0$ à $t = 2,25$ s, (a) diamètre de cœur, et diamètre externe (b) selon les axes X (bleu) et Z (rouge). Le trait en pointillés indique la taille du cœur en entrée.	88
5.5	Distribution de la modulation d'indice inscrite par vortex de charge $m = 1$ après $t = 2,25$ s (a), et profils selon l'axe X (d) et l'axe Z (g). Distribution d'intensité (b,c), et profils en coupe Z (e,f) et X (h,i) respectivement pour une onde gaussienne plus large traversant le matériau et la lumière guidée. En bleu foncé sont affichés les profils en régime linéaire ($2w=100\ \mu\text{m}$).	89
5.6	Résultats expérimentaux : Images du faisceau en entrée (a) et en sortie (b) du cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ et profils selon l'axe X (c,d) et selon l'axe Z (e,f).	90
5.7	Formation expérimentale d'un quasi-soliton vortex en milieu photoréfractif-photovoltaïque pour $m = 1$ en régime linéaire (a) puis en régime quasi-établi après 50 minutes (d). Profils du faisceau selon l'axe X (d-g) et selon l'axe Z (h-k).	91
5.8	Courbes représentant l'évolution de la taille du diamètre interne (a) et du diamètre externe (b) du vortex selon les axes X (bleu) et Z (rouge) par rapport aux tailles respectives en entrée du cristal (pointillés).	91
5.9	Distribution d'intensité en sortie d'échantillon après induction d'un guide par un faisceau vortex puis lecture avec une onde plane (a) ou par injection dans la partie centrale (b). Profils correspondants selon l'axe X (c,d) et Z (e,f).	92
5.10	Hologramme de type réseau montrant la présence de deux charges topologiques $m = 1$ disposées sur un axe vertical.	93
5.11	Propagation d'un faisceau vortex doté de deux charges $m = 1$. Images en entrée de cristal (a), en sortie en régime linéaire (b), en sortie en présence de l'effet photoréfractif (c) et distribution d'indice après un temps d'écriture de $1,35$ s (d).	94
5.12	Rotation et entrelacement de deux charges égales disposée sur un même axe lors de leur propagation en milieu linéaire : (a) au waist du faisceau, (b) après une longueur de diffraction, (c) en champ lointain.	95
5.13	Propagation d'un vortex constitué de deux charges $m = 1$. Interférogramme entre une onde plane et ce vortex (a). Images du faisceau en sortie en régime linéaire (b) puis au cours du régime d'autofocalisation (c-f).	95
5.14	Profils en intensité du vortex de charge $m = 4$ en régime linéaire aux faces d'entrée (a) et de sortie (b) du cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, propagation selon l'axe Y.	96
5.15	Evolution des distributions d'intensité d'un vortex de charge $m = 4$ lors de la propagation dans un cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ de $t = 0$ s (a) à $t = 1,35$ s (f) et distributions d'indice correspondantes (h-l). Les profils d'intensité sont donnés colonnes de droite selon l'axe X (m-r) et l'axe Z (s-x).	97

5.16	Profils (b, c) de la modulation d'indice (a) et du faisceau injecté (b) pour sonder Δn inscrit par un vortex de charge $m = 4$ après 9 mm de propagation dans le niobate de lithium. Les courbes bleues montrent les profils en intensité du faisceau en régime linéaire.	98
5.17	Résultats expérimentaux en régime linéaire : Images en entrée (a) et en sortie (b) du cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ en inversion de contraste. Profils correspondants selon les axes X (d,e) et Z (f,g). (c) Interférogramme du vortex avec une onde plane en vraies couleurs.	99
5.18	Dynamique de redistribution d'intensité d'un vortex de charge $m = 4$ lors de la traversée d'un cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ de 9 mm de long.	100
5.19	Modulation d'indice et guide expérimentaux créé par un vortex de charge 4.	101

Introduction Générale

L'optique est la source de phénomènes physiques spectaculaires et variés. La vision artistique de ses manifestations fascine et les applications pratiques sont de plus en plus nombreuses. Ces phénomènes sont le plus souvent classés dans le domaine de l'optique linéaire mais le comportement de la lumière lors de la traversée de milieux dits non linéaires met en évidence des effets encore plus intrigants et au potentiel applicatif certain. Depuis les années 60, l'optique non linéaire est devenue un domaine de recherche important grâce à la disponibilité de sources laser suffisamment puissantes pour produire les effets prévus. Il en a résulté de nombreuses applications dans diverses technologies de pointe. Pour exemple, dans le domaine médical, l'optique non linéaire permet aujourd'hui grâce aux supercontinums de réaliser de la tomographie, ou par fluorescence de détecter des cellules malades.

Très souvent, l'optique non linéaire est associée à l'optique guidée. Dans le contexte d'une demande toujours plus forte en terme de débit d'information, les infrastructures techniques deviennent plus complexes et nombreuses afin de faciliter l'obtention des effets non linéaires pour un confinement fort et à une longueur d'interaction importante comme dans les fibres, ces dernières étant dorénavant couramment utilisées pour leur débit d'information important (Gbits/s). Il s'agit donc de trouver des solutions pour pouvoir traiter efficacement ces forts débits, que ce soit pour les modules de routage, d'interconnexions, ou de multiplexage.

L'optique non linéaire peut apporter des solutions innovantes en rendant possible un traitement "tout-optique" de l'information tout en assurant la sécurité des données. Le principe consiste à réaliser, via l'optique non-linéaire, des systèmes optiques se substituant aux systèmes électroniques. Le concept de soliton spatial pourrait constituer une réponse à ce problème. Le soliton permettrait la réalisation de systèmes d'adressage d'information. La recherche autour des solitons est dorénavant pléthorique, en raison du potentiel applicatif mais aussi pour leur implication dans des mécanismes physiques jusque là simplement entrevus.

Toutefois la modélisation des mécanismes physiques mène souvent à des points limites pour lesquels les mathématiques ne décrivent aucune solution exacte. Ces points singuliers ou singularités peuvent par exemple définir les défauts d'un matériau ou le centre d'un trou noir. Ces singularités sont formalisées par les vortex qui permettent de les décrire et

de comprendre leur comportement. La génération, la mise en forme et la manipulation de vortex optiques, c'est à dire de faisceaux laser porteurs de singularités de phase, permettent donc une meilleure compréhension des interactions physiques entre le vortex et un milieu. Outre ce côté fondamental, ces vortex optiques peuvent aussi être utilisés pour manipuler des cellules ou pour guider la lumière. L'objectif de cette thèse est de montrer que ces vortex peuvent amener à la formation de guides bi-dimensionnels pour la création de systèmes de guidage optique complexe par effet photoréfractif dans un matériau très utilisé en optoélectronique, le niobate de lithium (LiNbO_3). Il s'agit donc d'évaluer cette potentielle application tout en étudiant les phénomènes mis en jeu.

Nous présentons d'abord dans ce manuscrit les notions de base relatives aux solitons puis l'état de l'art dans ce domaine. Les vortex optiques et leurs applications sont également introduits.

Dans le deuxième chapitre, les effets physiques intervenant dans ces travaux et leur modélisation sont détaillés. Plus précisément, le formalisme mathématique définissant les vortex et les méthodes pour les obtenir sont décrits. D'autre part, les différents mécanismes physiques intervenant dans la formation de solitons spatiaux dans les matériaux photoréfractifs sont détaillés.

Le chapitre 3 est dédié à un modèle numérique tri-dimensionnel intégrant la propagation et le calcul du champ photoréfractif pour un vortex. Ce modèle est confronté aux modèles développés antérieurement. Nous montrons l'apport de ce modèle dans la précision des paramètres du système et dans le comportement dynamique du vortex.

Dans le chapitre 4, nous mettons en évidence le bon accord entre le modèle numérique précédent et les observations expérimentales. En particulier, nous nous intéressons à l'influence de l'anisotropie de l'effet photoréfractif sur la propagation d'un vortex en milieu photoréfractif-photovoltaïque en fonction de paramètres tels que le moment orbital du vortex et les directions de propagation et de polarisation.

Dans le dernier chapitre, nous montrons les capacités de ce vortex à induire des structures capables de guider et de confiner la lumière dans le matériau. De plus les premiers résultats expérimentaux de structures guidantes plus complexes induites optiquement avec des vortex de charges multiples sont présentés.

Chapitre 1

Des pistes pour les télécommunications

1.1 Piéger la lumière

Les systèmes optoélectroniques actuels constitués d'électronique et d'optique atteignent progressivement leurs limites en terme de performances. Le développement des infrastructures doit satisfaire à des besoins en constante augmentation. Des solutions apportées par des systèmes tout-optiques plus rapides, comme les fibres pour les télécommunications à haut-débits, économes et larges bandes spectrales sont envisagées. Ce type d'infrastructure remplace aujourd'hui les câbles coaxiaux de manière systématique.

Ces systèmes se sont développés depuis l'invention du laser rubis en 1960 par Theodore Maiman. Le LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) permet de générer un faisceau lumineux dont l'une des plus formidables propriétés est de créer un flux de photons dont les caractéristiques physiques sont semblables (notamment en couleur, i.e longueur d'onde). Le laser permet de délivrer des données codées via des impulsions lumineuses courtes (de l'ordre de la femtoseconde (10^{-15} s) en 1996 [1]). Le faisceau laser est focalisable sur une petite surface permettant ainsi de disposer d'une grande densité de puissance. Cependant bien qu'il se propage en ligne droite, il a la propriété de s'élargir au fur et à mesure de sa propagation (Fig 1.1), caractéristique communément appelé diffraction. L'utilisation efficace des lasers suppose donc un contrôle de la propagation de la lumière, la guidant aux endroits souhaités, tout en contrôlant la diffraction.

Historiquement et intuitivement, l'homme a réussi à produire et diriger la lumière où il en avait besoin sans en connaître les fondements physiques. Ainsi la mythologie grecque nous conte l'histoire de ce triste Narcisse qui s'admirait dans une flaque d'eau, l'utilisant comme miroir, et tant imbu de lui-même, tomba amoureux de son reflet [2]. Moins fictif mais tout aussi légendaire, Archimède lui-même aurait utilisé des surfaces réfléchissantes non planes, deviant les rayons du soleil, pour faire s'embraser les voiles des navires romains lors du siège de Syracuse en -212 av. J-C [3].

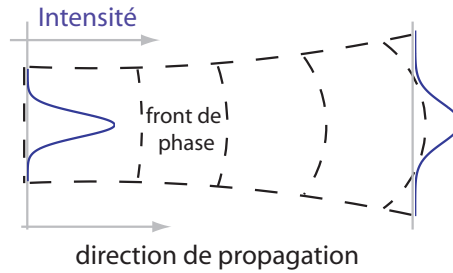


FIG. 1.1 – Diffraction : élargissement du profil d'un faisceau laser gaussien lors de sa propagation linéaire.

Une connaissance plus contemporaine et approfondie des lois régissant les trajets optiques a été découverte par Snell puis Descartes en 1625, réactualisant les travaux de Ibn Sahl (940-1000 ap. J-C.) [4, 5]. Ces lois de l'optique géométrique démontrent que le trajet de la lumière est modifié par la traversée de milieux différents (Fig. 1.2-a) : c'est la réfraction. De cette propriété naît la notion d'indice de réfraction noté n . Il caractérise la vitesse de la lumière dans un milieu matériel via la relation $n = \frac{c}{v}$, où c représente la vitesse de la lumière dans le vide et v la vitesse d'une onde dans le milieu étudié¹. Les lois de Snell-Descartes en découlent (Eq. 1.1) et définissent la modification de la trajectoire d'un rayon lumineux lors d'un passage, par exemple, d'un premier milieu d'indice n_1 vers un deuxième milieu d'indice n_2 , où θ_1 et θ_2 définissent les angles entre les rayons incident et réfracté par rapport à la normale en pointillé.

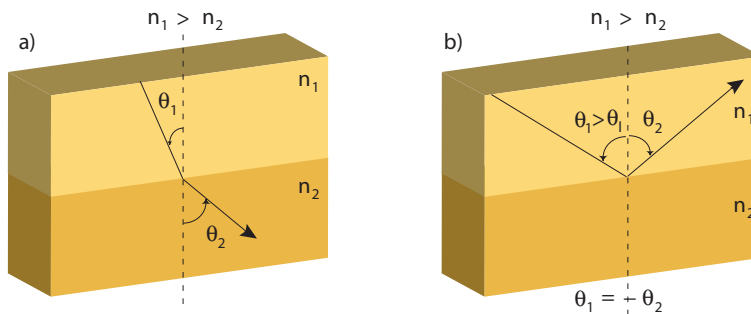


FIG. 1.2 – Lois de Snell-Descartes : (a) réfraction entre deux milieux, (b) réflexion totale.

$$\text{2}^{\text{ième}} \text{ loi de Snell-Descartes} : \begin{cases} n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2) & : \text{réfraction} \\ \theta_1 = -\theta_2 & : \text{réflexion totale} \end{cases} \quad (1.1)$$

Si $n_1 > n_2$, un cas limite apparaît. L'angle de l'onde qui traverse le premier milieu, ou onde incidente, conduit à une trajectoire rasante au niveau de l'interface entre les deux milieux. Si l'angle est plus grand (supérieur à cet angle limite θ_l), le faisceau lumineux ne

¹Par définition, l'indice de l'air, égal à 1,0003, est par approximation égal à 1. Les indices de réfraction s'échelonnent en général de $n = 1$ à $n = 3$. A titre d'exemple, l'indice du verre est de 1,5 et l'indice de l'eau est de 1,33.

traverse plus le milieu 2 mais se réfléchit parfaitement sur l'interface avec un angle égal au premier : on se trouve dans le cas d'une réflexion totale (Fig. 1.2-b).

Ce phénomène physique est notamment utilisé dans les fibres optiques pour guider la lumière. Une fibre est composée d'un cœur d'indice élevé (n_c), et d'une gaine d'indice plus faible (n_g) (Fig. 1.3). La lumière se propage alors le long de la fibre par succession de réflexions totales dans le cœur. Différentes longueurs d'ondes peuvent alors être transmises sur de grandes distances avec de faibles pertes.

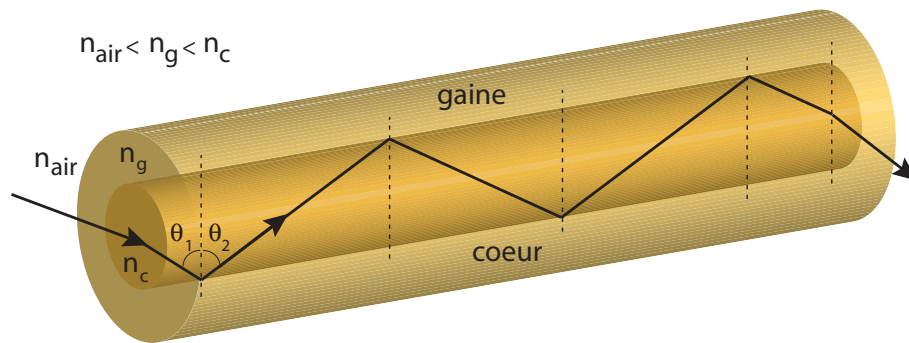


FIG. 1.3 – Schéma simplifié de la propagation de la lumière dans une fibre optique à saut d'indice.

La fibre optique est ainsi devenue le principal media dans le transport d'information et remplace les câbles coaxiaux électriques. Il serait alors intéressant de développer une infrastructure complètement optique. Dans ces conditions, des systèmes intégrés dits “tout-optiques”, vierges d'électronique sont imaginés afin d'améliorer et rendre plus rapides, dynamiques et économiques les applications dans le domaine du traitement de l'information.

Ces structures optiques guidantes, dont fait partie la fibre optique, dictent une trajectoire définie à la lumière. Dans l'avenir les systèmes intégrés apporteraient l'avantage de s'appuyer sur des structures interactives, ou reconfigurables, qui peuvent posséder un schéma analogue aux fibres. Ils permettraient alors de guider la lumière non plus dans des systèmes figés comme les fibres optiques en silice mais dans des systèmes à réponse dynamique, par exemple des cristaux massifs (organiques ou minéraux). Ils pourraient ainsi potentiellement former des circuits optiques denses et complexes, tout en permettant des configurations innovantes pour les fonctions d'adressages et d'interconnexions (multiplexages, jonctions ou routeurs capables de diriger l'information d'un point A vers un point B, C et/ou D). De plus ces nouveaux systèmes s'adaptent aux circuits déjà existants, notamment aux fibres optiques.

Pour ces applications, on peut imaginer d'utiliser des matériaux dits non linéaires. Le caractère non linéaire correspond à une réponse de la structure de ces milieux à l'action d'un champ électromagnétique (i.e par injection de lumière, d'un champ électrique) ou acoustique. La propagation d'une onde lumineuse en leur sein est alors perturbée par

les phénomènes physiques (optiques, acoustiques ou autre) qu'elle excite. Certains de ces phénomènes peuvent être expliqués par la théorie de la polarisation du milieu (§ 1.2). La propagation des ondes dans ces milieux peut être décrite, en milieu Kerr par exemple, par l'équation de Schrödinger non linéaire (ESNL) [6] qui découle des équations de la théorie électromagnétique de Maxwell. Toutes ces équations sont intimement liées aux propriétés intrinsèques des matériaux utilisés. L'amplitude du champ, la répartition d'intensité, le spectre et la phase de l'onde peuvent alors être modifiées par le changement de l'indice de réfraction n du milieu (Δn) en fonction de la puissance lumineuse par exemple (voir § 1.2.1), ou par interaction complexe entre la lumière et le milieu (voir § 1.2.3).

Afin de diriger la lumière dans de tels cristaux et compenser la diffraction naturelle d'un faisceau optique porteur d'informations, il est nécessaire de contrôler le front de l'onde. Cela peut être réalisé en agissant sur l'indice du milieu. Ainsi une augmentation d'indice peut créer un faisceau invariant au cours de sa propagation : c'est ce que l'on nomme un soliton spatial (Fig. 1.4). Il s'agit d'un phénomène d'autoguidage puisque la lumière crée elle-même un guide dans le matériau dans lequel elle se propage.

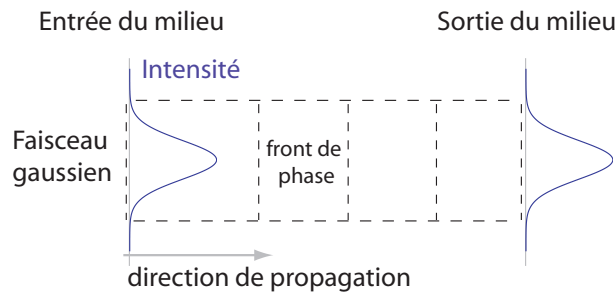


FIG. 1.4 – Onde spatiale unidimensionnelle se propageant sans déformation dans un milieu : soliton spatial.

Le terme soliton est né de l'observation des ondes dites solitaires dans des mascarets par Russel en 1834 [7]. Il remarqua qu'il existait des ondes hydrodynamiques capables sous certaines conditions de se propager sur de grandes distances sans se déformer. Dans les cas que nous étudions, le terme soliton est un abus de langage. En effet il ne devrait concerner que des ondes dont l'énergie, la quantité de mouvement et le profil sont maintenus lors de leur propagation ; or ce que nous appelons ici solitons sont en fait des ondes solitaires car seul le profil de l'onde est conservé.

L'invention du laser a donc remis au goût du jour cette notion de soliton et d'onde gardant la même forme sur une distance de propagation importante. Optiquement, les solitons peuvent exister à l'aide de milieux ayant des propriétés non linéaires du point de vue des ondes électromagnétiques. Le comportement de ces milieux optiquement non linéaires est lié notamment au type de non linéarité présente, à la longueur d'onde de travail et au temps d'interaction des phénomènes physiques mis en jeu. Ils peuvent alors être classés selon deux grandes familles de matériaux, dont les définitions s'articulent autour du comportement de la lumière en leur sein :

- **milieu autofocalisant** ($\Delta n > 0$) : le passage d'une onde électromagnétique correspond à une augmentation locale de l'indice de réfraction. La diffraction naturelle du faisceau est assimilée à l'effet d'une lentille divergente (Fig. 1.5-a). On cherche donc à corriger le front de phase du faisceau qui s'élargit. Par modulation d'indice, un déphasage opposé à la diffraction du faisceau est créé par l'effet non linéaire optique focalisant, dit autofocalisation du faisceau. Celui-ci est donc assimilable à une lentille convergente (Fig. 1.5-b). On appelle compensation parfaite, l'équilibre entre la diffraction et l'effet non linéaire. Les deux effets doivent être exactement opposés pour satisfaire aux conditions de propagation d'un soliton (Fig. 1.5-c).

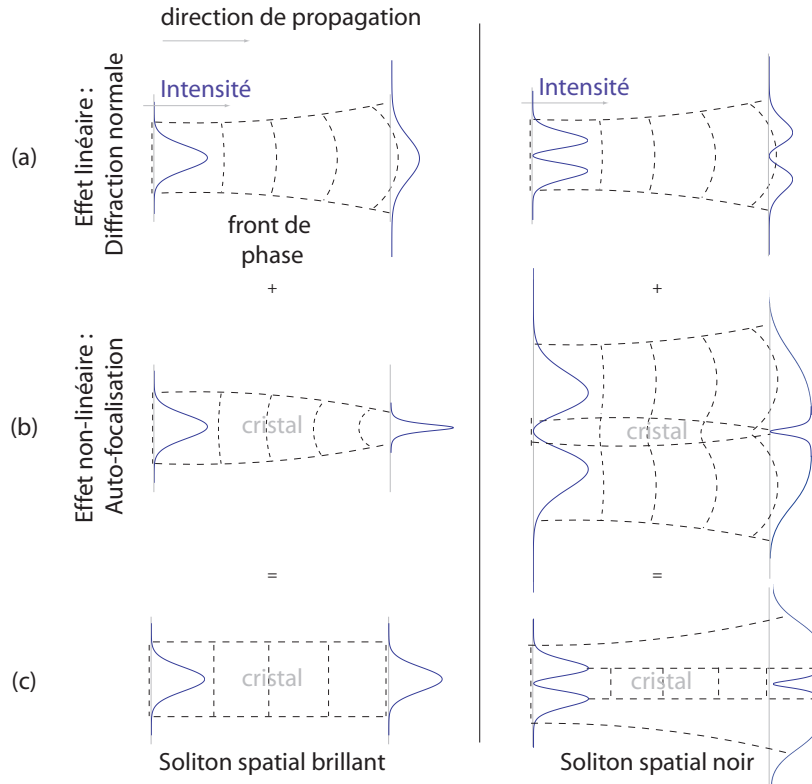


FIG. 1.5 – Principe de formation d'un soliton spatial brillant ou noir unidimensionnel : (a) diffraction du faisceau, (b) autofocalisation du faisceau, (c) équilibre des deux phénomènes : création d'un soliton.

- **milieu autodéfocalisant** ($\Delta n < 0$) : il correspond à une diminution locale de l'indice. La propriété de défocalisation de la lumière est utilisée pour générer une autofocalisation des endroits sombres. En effet la diffraction d'un faisceau affecte son profil entier alors que les propriétés non linéaires naissent seulement en présence de lumière. Les zones brillantes diffractent au détriment des zones sombres en raison de l'effet non linéaire défocalisant (Fig. 1.5-b). Il est alors envisageable de générer des solitons noirs en milieu défocalisant. (Fig. 1.5-c).

L'abondance des effets physiques dans les matériaux couplée aux conditions opératoires a alors permis de démontrer l'existence de différents types de solitons.

1.2 Diversité des solitons optiques

Cette diversité a notamment pour origine la réponse de la susceptibilité χ du milieu non linéaire à son excitation par une onde électromagnétique [8]. En régime linéaire, χ est un scalaire, alors qu'en régime non linéaire χ est un tenseur. Dans cette théorie, la polarisation induite est régie par les paramètres du matériau et l'intensité de l'onde excitatrice. La réponse du milieu se décompose alors en une série de Taylor, à partir de laquelle sont définies une partie linéaire et une partie non linéaire. Les phénomènes non linéaires sont conséquents lorsque l'intensité des champs électromagnétiques injectés dans un matériau est suffisamment forte par rapport aux coefficients non linéaires associés, sachant que les phénomènes sont généralement cumulables sur une longueur d'interaction importante. Ils sont, par exemple, relativement faciles à induire au sein d'une fibre optique dans laquelle une puissance laser d'une dizaine de milliwatts, confinée dans un cœur de quelques microns de diamètre permet d'atteindre une densité de puissance de l'ordre de plusieurs dizaines de W/cm² se propageant sur plusieurs kilomètres de fibres.

Ainsi le vecteur polarisation $\overrightarrow{P}(t)$ (Eq. 1.2) du matériau s'exprime par des ordres de non-linéarité χ^n qui sont des tenseurs d'ordre (n+1) appelés tenseurs de susceptibilité du n^{ième} ordre. Ces différents ordres correspondent à divers phénomènes physiques qui modifient les propriétés de propagation de la lumière dans les matériaux [6].

$$\begin{aligned}\overrightarrow{P}(t) &= \overrightarrow{P^L}(t) + \overrightarrow{P^{NL}}(t) \\ &= \overrightarrow{P^{(1)}}(t) + \overrightarrow{P^{(2)}}(t) + \overrightarrow{P^{(3)}}(t) + \dots\end{aligned}$$

qui devient sous forme tensorielle dans le domaine fréquentiel grâce aux propriétés de la transformée de Fourier :

$$\overrightarrow{P}(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \overrightarrow{E} + \chi^{(2)} \overrightarrow{E} \overrightarrow{E} + \chi^{(3)} \overrightarrow{E} \overrightarrow{E} \overrightarrow{E} + \dots \right) \quad (1.2)$$

Dans l'équation 1.2, $\chi^{(1)}$ exprime les phénomènes liés aux effets linéaires. Les effets non linéaires sont exprimés à partir des ordres suivants et mènent à divers phénomènes. $\chi^{(2)}$ est utilisée dans la conversion paramétrique, la génération de second harmonique et les effets électro-optiques; $\chi^{(3)}$ pour les effets Raman, Brillouin ou Kerr. On rappelle que dans les milieux centrosymétriques $\chi^{(2n)} = 0$. Cette diversité d'effets non linéaires permet de prévoir potentiellement des applications diverses en fonction des matériaux choisis (adressage de données, connectique, mémoires,...). Il est également possible de modifier leur structure afin d'y supprimer des effets optiques encombrants ou d'y induire de nouveaux en fonction de leurs propriétés.

Cependant tous les phénomènes physiques ne relèvent pas de l'optique non linéaire dite classique souvent résumée à la théorie précitée. En effet certains matériaux exhibent d'autres effets physiques qui nécessitent un autre traitement théorique. On pourra citer

comme exemples les matériaux photoréfractifs ou les cristaux liquides dans lesquels les mécanismes physiques sont plus complexes. Cette multitude de phénomènes physiques et de matériaux a donné, et donne constamment naissance, à de nouvelles familles de solitons.

Précédemment, nous avons utilisé le cas des solitons spatiaux pour illustrer la propagation non linéaire. Notons ici qu'il existe également des solitons temporels. Le pendant temporel de la diffraction est appelé dispersion chromatique. Toute onde non strictement monochromatique dispose d'une enveloppe temporelle (Fig. 1.6). Les parties avant et

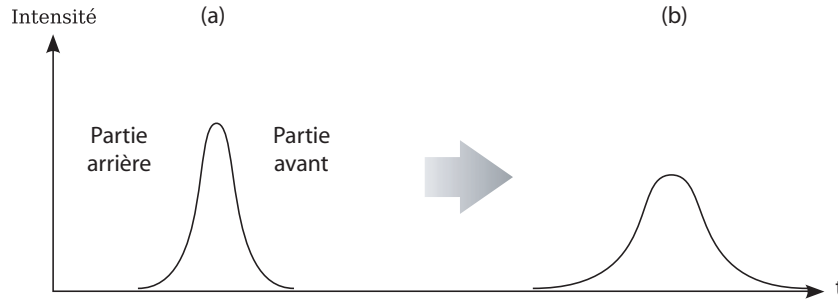


FIG. 1.6 – Dispersion chromatique d'un faisceau optique : (a) faisceau incident, (b) élongation temporelle.

arrière de l'onde s'étalent également en régime linéaire dans le temps en se propageant. L'élongation temporelle de l'onde peut être par exemple compensée par effet Kerr (Eq. 1.3) dans un régime particulier (par exemple dans le cadre du régime de dispersion anormale d'une fibre). Le soliton temporel a été suggéré en 1973 par Akira Hasegawa du Laboratoire Bell d'AT&T [9] dans le cas des fibres optiques et correspond à des impulsions intenses se propageant sans déformation dont l'utilisation dans les télécommunications optiques peut être envisagée.

Plus délicat est le cas des solitons spatio-temporels ou balles de lumières. Ces faisceaux sont confinés dans l'espace et le temps et représentent la forme ultime des solitons. Bien que démontrés théoriquement [10], et expérimentalement dans un guide planaire [11], ils n'ont toujours pas été réalisés en 2 dimensions $(2+1)\text{-D}^2$. Certaines études montrent tout de même la création de quasi-solitons spatio-temporels ou X-waves [12].

Revenons maintenant aux solitons traités dans ce manuscrit : les solitons spatiaux.

²Il est habituel de définir les solitons selon le nombre de dimensions pour lesquelles les phénomènes physiques sont étudiés. Ainsi $(m+1)\text{-D}$ signifie que le soliton est étudié dans m dimensions transverses, au maximum deux dimensions spatiales, et une temporelle, et se propage selon une dimension longitudinale $(+1)$. Cas particulier, $(3+1)\text{-D}$ correspond aux solitons spatio-temporels (ou "light bullets").

1.2.1 Les solitons Kerr spatiaux

Les solitons spatiaux optiques en milieu Kerr sont les premiers à avoir été observés [13]. Ils consistent en la propagation d'une onde dans un milieu dont l'indice de réfraction varie de manière proportionnelle à l'intensité injectée [8, 14]. Ils correspondent à une réponse non linéaire d'ordre $\chi^{(3)}$. La modulation de l'indice de réfraction par effet Kerr est donc la suivante :

$$\Delta n = n_2 I(x, y, t) \quad (1.3)$$

où n_2 est le coefficient de Kerr, positif ou négatif selon que le matériau est autofocalisant ou autodéfocalisant, dépendant du matériau et de la longueur d'onde, et I est l'intensité de l'onde (en W/m^2).

Pour ce type de solitons, les lasers impulsionnels sont souvent employés. En effet ils permettent de générer aisément des intensités de l'ordre du GW/cm^2 (A titre de comparaison, l'intensité lumineuse du soleil est de l'ordre de $0,1 \text{ W}/\text{cm}^2$). Il est alors possible d'induire une différence d'indice Δn suffisamment importante, de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-4} , notamment dans les fibres optiques en silice en raison de leur longueur importante et de leur faible section transverse, bien que leur indice n_2 soit très faible à cause de leur excellente transparence. Si on analyse les conséquences pour un faisceau laser gaussien, supposant que l'indice de réfraction du matériau augmente avec l'éclairement ($n_2 > 0$), le centre du faisceau (Fig. 1.7-(a-b)) voit un indice plus fort que sur les côtés. Ce profil d'indice a pour effet d'autofocaliser la lumière (Fig. 1.7-c). Les dimensions du faisceau se réduisent, ce qui augmente l'intensité, modifiant à nouveau l'indice de réfraction (Fig. 1.7-a). Il est alors possible de créer des solitons lors de l'équilibre entre l'effet Kerr et la diffraction. Toutefois ce phénomène est maintenu et s'accroît souvent de manière catastrophique si aucune saturation ne limite l'effet Kerr, tant que la lumière est présente. Il en résulte un jeu de variations d'indice très fortes évoluant spatialement dans le milieu au cours de la propagation. Certaines composantes fréquentielles du faisceau sont alors amplifiées menant à l'instabilité de modulation et créent une distorsion du signal.

La démonstration théorique des solitons Kerr en une dimension transverse (1+1)-D a été effectuée par Zakharov et Shabat [16] en résolvant de manière analytique l'équation de Schrödinger en milieu non linéaire. Expérimentalement, ce phénomène a été observé dans divers matériaux (verres [17] ou polymères [18] par exemple) mais fut d'abord rapporté par Ashkin *et al.* [19] dans de la vapeur de sodium puis par Barthélémy *et al.* dans le disulfure de carbone (CS_2) [13]. Cependant cette solution soliton n'est pas stable dans le cas de deux dimensions transverses (2+1)-D. En effet, l'équilibre entre la diffraction et la non-linéarité n'est pas atteint dans un milieu de type Kerr sans saturation de la non linéarité et donne lieu à de l'instabilité de modulation lié au couplage entre les modes de propagation transverses.

En conséquence, on introduit la notion de puissance soliton, valable seulement en (1+1)-D, pour laquelle les paramètres opératoires sont optimaux. Au delà de cette puissance, les effets non linéaires ne permettent plus de créer des guides stables et l'auto-

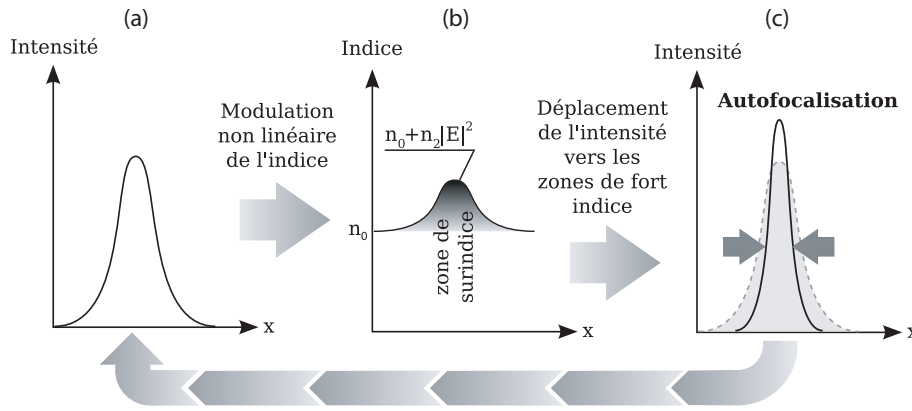


FIG. 1.7 – Création d'un soliton de type Kerr [15] : (a) faisceau optique en entrée du cristal, (b) modulation d'indice inscrite, (c) rétrécissement des dimensions transverses (autofocalisation).

modulation du faisceau entraîne une autofocalisation extrêmement forte. Cette dernière a été étudiée en détail de manière à générer des réseaux de guides [20, 21]. En augmentant la puissance injectée dans le matériau, il est possible d'atteindre un régime de filamentation [22] pour lequel les densités de puissance nécessaires sont tellement élevées que des effets non linéaires d'ordre supérieurs deviennent prédominants. L'autoguidage par solitons Kerr est donc possible dans le domaine des télécommunications puisque les guides générés sont utilisés pour des longueurs d'ondes différentes de celles d'écriture, par exemple dans l'AlGaAs [23].

Ces solitons Kerr peuvent aussi être de nature vectorielle. Ils interviennent dans le traitement des interactions de solitons disposant de plusieurs composantes de champ [24], de polarisation [25] ou de longueurs d'onde [26], ainsi que leurs instabilités [27]. La particularité de ces solitons réside dans le fait que ces différentes composantes peuvent être piégées en même temps l'une par l'autre. L'effet Kerr a également été utilisé pour démontrer l'existence des solitons de cavité. Ceux-ci se forment dans une cavité Fabry-Pérot non linéaire et possèdent un caractère bistable : ils pourraient être utilisés pour l'encodage, par faisceau de contrôle, d'états logiques binaires [28].

Diverses fonctions d'adressages sont donc envisagées grâce aux solitons Kerr [29]. Cependant les intensités nécessaires à leur mise en œuvre sont importantes (GW/cm^2) et motivent la recherche de matériaux à fort indice n_2 , ou doté d'une structure novatrice comme pour les solitons spatiaux discrets.

1.2.2 Les solitons discrets spatiaux

L'idée est ici de propager une onde dans un milieu périodique, constitué de multiples guides couplés entre eux. Ce couplage découvert en 1965 [30] se base sur des propriétés

physiques des cristaux photoniques. Ces réseaux d'indices forment en effet une structure périodique composée de matériaux diélectriques possédant des propriétés particulières pour la propagation d'ondes électromagnétiques. Elles font apparaître des bandes dans lesquelles des plages de fréquences spatiales ou temporelle sont permises ou interdites [31]. En 1988, Christodoulides *et al.* [33] ont suggéré d'utiliser ces réseaux pour piéger la lumière

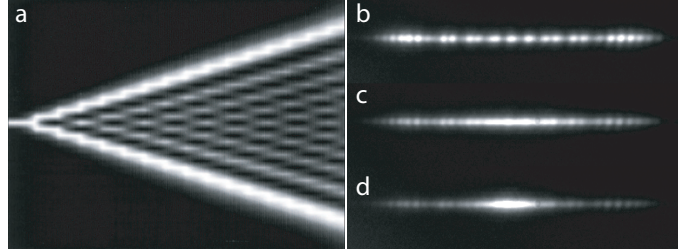


FIG. 1.8 – Génération de solitons discrets d'après Eisenberg *et al.* [32] : (a) propagation linéaire dans la structure, (b) images en sortie du cristal pour une puissance crête de 70 W, (c) changement de la puissance injectée 320 W, (d) propagation soliton pour une puissance de 500 W.

par effet non linéaire. Ainsi ces nouvelles structures possédant des propriétés non linéaires permettent de créer des solitons spatiaux [34]. Le principe est relativement simple : le faisceau est focalisé dans un guide du réseau ; par diffraction et couplage entre les canaux, la lumière injectée est naturellement séparée sur plusieurs guides du réseau (Fig. 1.8-a) en se propageant dans le cristal : on obtient alors une discrétisation de la lumière. L'effet non linéaire permet de modifier le couplage entre les guides illuminés en fonction de la puissance injectée (Fig. 1.8-(b,c)). En injectant la puissance qui convient, il est possible d'obtenir un confinement de la lumière limité à plusieurs guides : un soliton Kerr discret est ainsi formé (Fig. 1.8-d) [32]. Les fonctions d'adressages sont ainsi envisageables en une ou deux dimensions. Outre les milieux Kerr, des solitons discrets photoréfractifs [35] ou encore dans des milieux quadratiques tels que le LiNbO_3 [36, 37] sont réalisables.

1.2.3 Les solitons quadratiques

Les solitons quadratiques ont la particularité de ne pas être associés à une modification d'indice Δn . La solution soliton tient dans le couplage entre les deux faisceaux qui se propagent, on parle alors d'état lié. Les solitons quadratiques exploitent l'effet non linéaire d'ordre 2 (χ^2) [38, 39]. Basé sur le mélange de deux ondes de longueur d'onde fondamentale λ_0 (FF) et harmonique ($\lambda_0/2$) (FH), il est possible de créer une interaction dite génération de second harmonique permettant d'amplifier l'harmonique du champ. Ces faisceaux de longueurs d'onde différentes interagissent de manière à s'autoconfiner mutuellement, et à se propager en conservant un profil invariant [40]. A l'approche d'une intensité seuil définie par le système (Fig 1.9), il est possible de générer l'harmonique de l'onde injectée de manière suffisante pour guider les deux faisceaux se piègent l'un l'autre, formant un soliton (Fig 1.9-c). Ce type de solitons est stable en deux dimensions car l'échange d'énergie

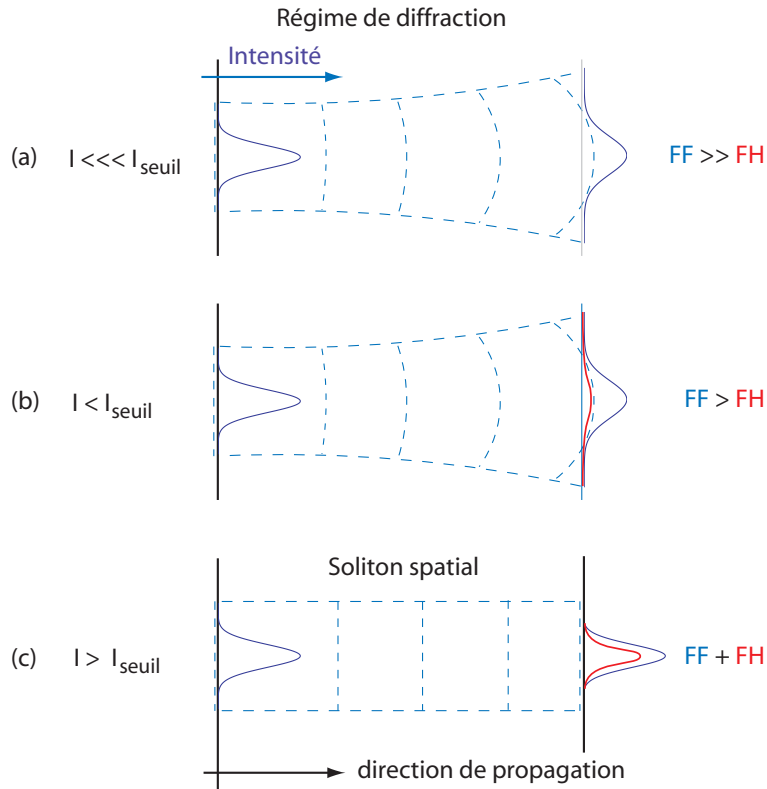


FIG. 1.9 – Formation d'un soliton spatial par génération de second harmonique.

entre le fondamental et l'harmonique assure une saturation effective de la non linéarité quadratique mais un accord de phase est en général nécessaire entre les deux ondes. Pour l'obtenir, il est possible de propager les deux ondes selon les deux différents axes d'un matériau biréfringent. La première démonstration en a été faite dans le KTP [41, 42]. Une autre méthode consiste à utiliser un milieu quadratique avec inversion périodique de polarisation des domaines ferroélectriques [43, 44]. Cette situation permet de toujours générer le transfert d'énergie de la pompe vers l'harmonique du champ en garantissant un quasi-accord de phase entre les deux ondes, comme le suggérèrent Armstrong *et al.* [45]. Cependant comme pour l'effet Kerr, aucun guide n'est inscrit dans le milieu, les solitons quadratiques n'existent qu'en présence de lumière.

1.2.4 Les solitons incohérents spatiaux ou temporels

Si la plupart des solitons sont donc formés à l'aide d'une lumière laser, la formation de solitons non-cohérents spatiaux a également été démontrée. Ces solitons sont générés à l'aide de sources incohérentes de type lampes à incandescence. La cohérence spatiale ou temporelle, définie par la relation de phase (notion de corrélation) qui existe entre différentes parties spatiales ou temporelles d'une même onde lumineuse, n'est donc plus de mise. Cette catégorie de soliton est rendue possible uniquement si les fluctuations de

phase de l'onde sont plus rapides que le temps de réponse du milieu non linéaire. La

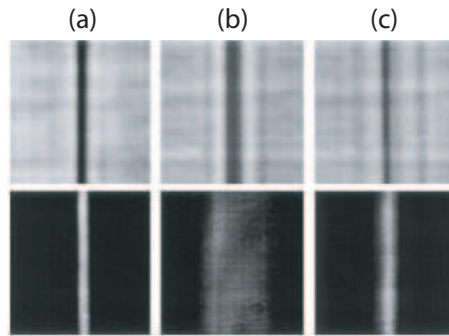


FIG. 1.10 – Photographies montrant le guidage d'un faisceau (en-dessous) par un soliton noir incohérent (au-dessus) : (a) entrée, (b) sortie en régime linéaire, (c) sortie en régime non linéaire (image de Chen *et al.* [46]).

première observation expérimentale de soliton spatial incohérent a été effectuée dans un milieu photoréfractif dont le temps de relaxation diélectrique est très long [47]. Elle a été suivie par diverses théories [48–50] puis de nouvelles études en milieux saturables : photoréfractif (Fig. 1.10) [46, 51], ou à cristaux liquides [52]. Plus inattendu, Piccozzi *et al.* réussirent à générer des solitons incohérents temporels en milieu instantané de type Kerr (réponse de l'ordre de la femtoseconde) [53]. Cette existence est expliquée par une condensation des modes de propagation. Récemment ces solitons incohérents ont été observés dans un milieu dont le temps de réponse de l'effet non linéaire est inférieur au temps de fluctuation de phase de l'onde [54]. Dans ce cas le “soliton” représente une enveloppe de signaux dont le profil global peut être assimilé à une onde gaussienne et dont les dimensions correspondent à la taille du faisceau d'entrée. Évidemment la possibilité de disposer de ce genre de profils en écartant le laser est une perspective intéressante dans la compréhension de la physique mais ne peut supplanter l'utilisation des lasers et des diodes lasers de faible coût.

Il devient alors intéressant de développer d'autres types de solitons, notamment dans des milieux où la réponse non linéaire du matériau n'est pas expliquée par l'expression de la polarisation non linéaire induite du milieu (Eq. 1.2).

1.2.5 Les solitons dans les cristaux liquides

Les cristaux liquides sont couramment utilisés dans les afficheurs et écrans car le temps de réponse de ces matériaux est de l'ordre de la milliseconde. L'état liquide-cristallin est défini comme un état de matière où les molécules ont une orientation ordonnée, mais sont également en état de mouvement dynamique. La création de ces solitons se fait par le biais d'une réorientation moléculaire induite optiquement. Elle est liée à l'action simultanée d'un champ appliqué et de la polarisation optique ou par effet thermo-optique, en milieu

non local³ et saturant⁴. Des études pionnières ont porté sur l'existence de tels solitons dans

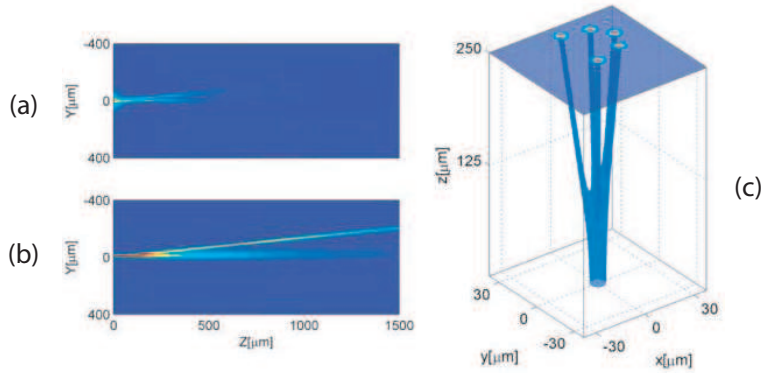


FIG. 1.11 – Déviation d'un faisceau laser dans un cristal liquide par Peccianti *et al.* [55] : (a) diffraction du faisceau dans le cristal, (b) formation de soliton et déviation par application d'une tension, (c) déviation et autofocalisation de multiples faisceaux générés par instabilité de modulation.

un cristal liquide en 1992 [56]. Ils ont été démontrés en 1998 dans des capillaires [57, 58]. La stabilité d'une onde optique injectée dans ces cristaux a ensuite été étudiée en 2002 dans le cadre de réseau d'interconnexions [59], permettant la réalisation d'applications d'adressages (Fig. 1.11) [55, 60], par le contrôle de l'interaction de solitons [61] ou encore par la méthode des solitons discrets [62]. Les solitons à cristaux liquides sont malgré tout limités par leur temps de réponse et leur durée de vie.

Il existe enfin une dernière famille de soliton qui est largement étudiée notamment en raison de sa très grande facilité de mise en œuvre : le soliton en milieu photoréfractif qui compose l'objet principal de ce manuscrit.

1.3 Les solitons photoréfractifs

L'effet photoréfractif consiste en une modification d'indice de réfraction par un champ électrique photogénéré. Contrairement aux phénomènes de type Kerr dont la modulation de l'indice de réfraction est directement liée à la puissance optique injectée, ici le phénomène est plus complexe car il implique un déplacement des charges et est réalisable pour de faibles puissances optiques (μW). L'effet photoréfractif est un phénomène large bande qui est notamment couramment observé pour le spectre visible mais également dans l'infrarouge. Cet effet permet également d'induire des guides utiles pour des longueurs d'ondes des télécommunications dans le but de multiplier ou d'améliorer les canaux d'informations [63]. De plus selon le temps de relaxation diélectrique du matériau, il serait donc possible de créer des mémoires d'indices plus ou moins permanentes [64–66].

³La non-localité définit un processus physique de type diffusion ou transport de charges.

⁴Le nombre de charges qui peuvent participer dans l'effet non linéaire le limite dans le temps.

A l'origine observé comme un dommage optique lors d'une expérience de doublage de fréquence en 1966 [67], l'effet photoréfractif allait finalement être étudié et utilisé dans les années suivantes [68,69]. Ainsi des mémoires holographiques avantageuses pour leurs capacités de stockage en 3 dimensions, leur temps d'accès (sub-milliseconde) et leurs débits potentiels (1 Gbits/s) [70,71] ont largement été étudiées ainsi que des systèmes de mélanges d'ondes. Pour les solitons, l'effet photoréfractif constitue donc l'une des solutions les plus concrètes pour de potentielles applications.

1.3.1 Principe

Le principe physique de l'effet photoréfractif, présenté sur la figure 1.12, est le suivant : l'illumination du cristal par une onde électromagnétique induit une photo-excitation de charges libres qui se déplacent dans le cristal. Elles se recombinaient sur des centres profonds dans le milieu. La redistribution de charges donne naissance à un champ électrique intense, le champ de charge d'espace. Un dernier mécanisme, l'effet électro-optique dit

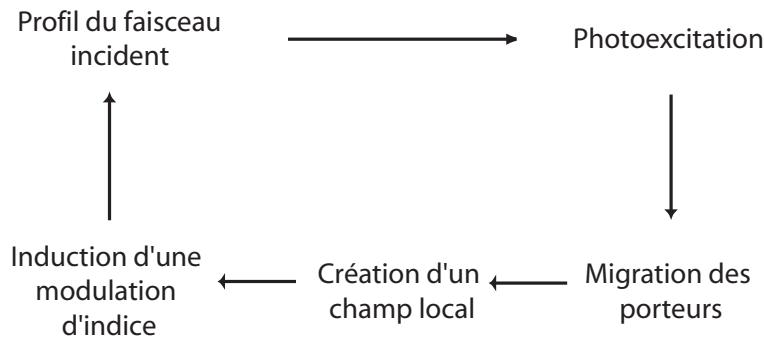


FIG. 1.12 – Principes physiques participant à l'effet photoréfractif.

“effet Pockels” modifie alors l'indice de réfraction du milieu. Ce processus lie la modulation d'indice au champ de charge d'espace par l'intermédiaire du tenseur électro-optique du matériau.

Ainsi, les possibilités de créer une non-linéarité de type photoréfractive, afin d'autofocaliser un faisceau optique ont été étudiées : dans des matériaux ferroélectriques [72,73] dont les propriétés optiques et notamment les coefficients électro-optiques sont très élevés⁵ (SBN, LiNbO₃, LiTaO₃, BaTiO₃), des semi-conducteurs [74,75] (InP, CdTe, CdZnTe) pour leur sensibilité dans l'infrarouge et leur temps de réponse court (AsGa), des sillénites [76] (Bi₁₂SiO₂₀, Bi₁₂TiO₂₀). Le développement théorique de l'autofocalisation a été établi par Segev *et al.* [72]. La réalisation expérimentale a été effectuée dans le SBN pour les solitons brillants [73,77]. Ces résultats encouragèrent les développements en milieu défocalisant pour des solitons noirs (1+1)-D [78] et une étude en (2+1)-D, conduite par

⁵Par exemple : le strontium de barium Sr_xBa_{1-x}Nb₂O₆ ou SBN₆₀ dont l'un des coefficients électro-optiques atteint une valeur importante de 235 pm/V.

Zozulya *et al.* [79]. Ces solitons noirs sont réalisables en milieu défocalisant par modulation d'indice négative. On peut alors obtenir cet effet par application d'un champ (solitons écrans) ou par effet photovoltaïque [80]. Dans le cadre de ce dernier effet, la présence d'un champ local dans le cristal, par exemple dans des matériaux ferroélectriques, est directement créée par la migration des charges dans le cristal.

La difficulté d'utilisation des matériaux photoréfractifs réside dans des processus d'inscriptions lents et complexes, dépendant de la migration des charges. Divers modèles ont donc été affinés pour lier les différents états temporels de solitons par des modèles en (1+1)-D dynamiques [81, 82] pour les solitons brillants et noirs avec ou sans champ externe [83] ainsi qu'en (2+1)-D [84]. Ces études ont permis d'éviter les situations connues de surfocalisation ou de dislocation de faisceaux qui détruisent les guides ou empêchent leur inscription dans le matériau [85, 86].

Il en a découlé diverses notions en fonction de l'établissement dynamique des solitons : régime quasi-établi, régime établi, photovoltaïque, que nous explicitons dans la suite du manuscrit. Ces études ont permis de comprendre les interactions entre solitons, pouvant conduire à des collisions ou même des fusions de solitons [87].

1.3.2 Solitons obtenus en régime quasi-établi

Les premiers solitons brillants photoréfractifs ont été observés en régime quasi-établi [63, 73, 88]. C'est un régime transitoire de l'effet non linéaire. Ce régime apparaît dans une fenêtre temporelle limitée (Δt) du processus d'autofocalisation. Ces solitons peuvent être créés par l'application d'une tension continue selon l'axe $\vec{c}$ d'un cristal de strontium de barium. Avant Δt , les phénomènes physiques se mettent en place. Les charges libres sont générées et le champ local est induit de manière à changer l'indice de réfraction par effet electro-optique. Cependant le faisceau n'induit pas encore une variation d'indice suffisante pour équilibrer diffraction et autofocalisation. Au-delà de cette fenêtre temporelle Δt , les zones où la modulation d'indice est importante s'élargissent et ne permettent plus un piégeage du faisceau [81]. Il est donc nécessaire d'arrêter le processus.

1.3.3 Solitons obtenus en régime établi

Il a été ensuite démontré aussi bien théoriquement [89] qu'expérimentalement dans différents matériaux [90] qu'un éclairage uniforme du cristal permettait de stabiliser le soliton transitoire précédent. Cet éclairage permet d'ajuster la concentration de charges libres présentes dans le matériau. Ce fond lumineux se rajoute donc à la génération thermique des charges. Ce type de configuration a donné lieu à de nombreux modèles théoriques pour des matériaux focalisant ou défocalisant, en (1+1)-D [89, 91, 92] notamment dans le strontium de Barium (ou SBN), puis en (2+1)-D [93, 94]. Les solitons en régime établi

ont aussi été modélisés dans des régimes de forte intensité [95], et le caractère anisotrope des guides a été montré [96]. Ils ont ensuite été étudiés en détails dans divers milieux afin d'en étudier leurs propriétés spécifiques pour les applications d'adressage : dans les semi-conducteurs (InP) [74, 97], en milieu centrosymétrique [98], paraélectrique [99], polymère [100], ou encore en milieu organique [101].

1.3.4 Solitons photovoltaïques

Une autre solution pour la création de solitons via l'effet photoréfractif consiste à utiliser l'effet photovoltaïque [102]. La création de ces solitons photovoltaïques permet de s'affranchir d'une tension électrique externe. L'effet photovoltaïque génère un déplacement des charges dans une direction privilégiée du cristal (selon l'axe ferroélectrique $\vec{c}$ dans le cas du LiNbO_3). Ce courant remplace alors celui généré par la tension appliquée des solitons écrans. Toutefois, la plupart de ces matériaux sont de nature défocalisante.

Les solitons photoréfractif-photovoltaïques ont alors été analysés théoriquement en 1994 [103] puis expérimentalement en 1995 [104]. La possibilité de créer des guides photoinduits par solitons noirs [80, 105], des jonctions [106] ou des solitons multiples noirs en (1+1)-D [107] a également été montrée.

En deux dimensions, il a été possible de réaliser expérimentalement des solitons photovoltaïques brillants par le biais d'un cristal de KNaSrBaNbOK dont la modification d'indice est positive. Le champ électrique local est généré par l'ajout d'une importante lumière de fond [108]. Dans ce cadre, Fazio et al. [109] ont également trouvé une méthode qui consiste en l'ajout d'un champ opposé à l'effet défocalisant de manière à réaliser des solitons brillants. Pour les solitons noirs (2+1)-D, une croix sombre au sein du faisceau lumineux a été utilisé [110, 111]. La possibilité que ces guides puissent être circulaires a aussi été discutée [84, 112].

Ainsi, bien qu'étudiés depuis plusieurs décennies, les solitons semblent être limités dans le nombre de dimensions d'existence ou dans leur réalisation. Une solution pour les solitons noirs bi-dimensionnels semble pourtant possible : utiliser les vortex optiques.

1.4 Les vortex

1.4.1 Découverte et applications des vortex optiques

Le concept de vortex se retrouve dans de nombreux domaines physiques (optique, mécanique des fluides, météorologie, cosmologie). La représentation classique des vortex se fait à l'aide d'un tourbillon autour d'une aile d'avion (Fig. 1.13-a), d'un cyclone

(Fig. 1.13-b) ou encore d'une galaxie (Fig. 1.13-c). L'étude des vortex a pour origine

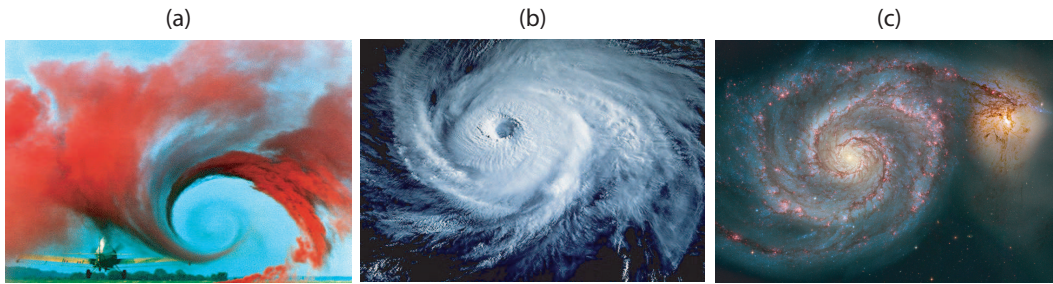


FIG. 1.13 – Exemples de vortex, (a) dans le sillage d'un avion-©Nasa, (b) cyclone-©Nasa, (c) galaxie-©M. Gendler.

l'étude des défauts et des phénomènes singuliers dans un système physique. Les théories développées depuis le début du XX^{me} siècle s'articulent autour des solutions à la propagation des ondes dans des milieux divers. Or les systèmes d'équations possèdent souvent des "singularités". Ce sont des points où les systèmes mathématiques offrent des solutions infinies, nulles ou encore indéfinies. La résolution du comportement des vortex représente donc potentiellement des solutions dans de nombreux domaines de la physique.

En outre après l'invention du laser, il s'est avéré bien plus aisé de produire et répéter des expériences en optique que dans les autres domaines de la physique, pour des problèmes d'échelle et de coût. Or, depuis quelques années, les thématiques physiques ont évolué vers une certaine transversalité, rendant un résultat obtenu en optique également transposable hydrodynamique⁶. Il en est ainsi avec l'étude des profils d'onde dotés d'une singularité. La résolution des équations de propagations des ondes fait des vortex un outil physique transversal, traitant des écoulements tourbillonnaires, en hydrodynamique ou aérodynamique, aux phénomènes atmosphériques. Ces singularités furent discutées par Berry *et al.* [114,115] en prenant comme exemple la première étude de singularité sur les marées par Whewell en 1830.

Dans le domaine optique, la singularité permet de former un vortex optique [116,117]. Le profil di-dimensionnel de ce faisceau laser ressemble à un anneau de lumière doté d'un cœur noir. Le flux d'énergie de l'onde, lié à sa phase, crée un moment en tournant autour de son cœur. Ce moment peut être composé d'un moment angulaire orbital et d'un moment angulaire dit de spin. Le premier est défini par la phase de l'onde, le second, correspond à l'état de polarisation optique du faisceau.

La notion de moment vient de la découverte par Kepler en 1616 lors de l'étude d'une comète (Fig. 1.15). Il supposa que leur chevelure était liée à la pression de radiation solaire. Cette dernière est due aux rayons du soleil sur les éléments ioniques et les particules de poussières. Il fallut attendre l'avènement de la théorie électromagnétique de Maxwell en 1873 pour que Poynting démontre en 1909 [118] l'association d'un moment et d'un flux

⁶On peut citer la découverte récente de l'analogie entre les vagues scélérates existantes dans les océans et son homologue dans les fibres optiques [113].

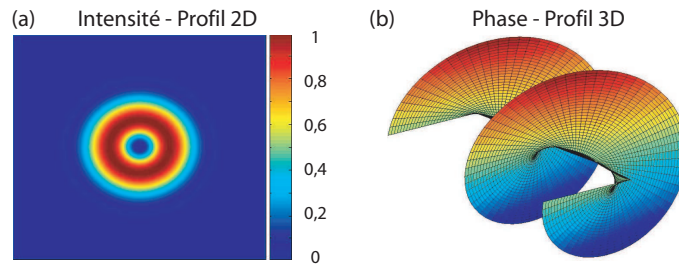


FIG. 1.14 – (a) Profil annulaire d'un vortex optique, (b) profil de phase représentant le moment angulaire orbital en 3D.



FIG. 1.15 – Comète Hale-Bopp-©J. Gleason.

d'énergie à une onde électromagnétique. Il émit alors également l'hypothèse qu'une onde lumineuse polarisée circulairement devait posséder un moment angulaire, et que chaque photon pouvait porter ce moment. En 1936 Beth *et. al* détectèrent ce phénomène en utilisant une lame quart d'onde en suspension associé à un miroir afin de polariser rectilignement la lumière. Ils mesurèrent alors une rotation de la lame et démontrèrent que chaque photon portait effectivement un moment équivalent à $\hbar$ [119]. Comme certaines caractéristiques physiques, le moment orbital porté par le vortex est transférable à un autre objet. C'est donc une quantité élastique qui peut intervenir en mécanique quantique ou mécanique du solide. Cette propriété est certainement une des plus importantes caractéristiques des vortex [120, 121].

Au niveau applicatif, la pression de radiation d'une source lumineuse génère un gradient de force. Cela signifie que les photons peuvent avoir une action sur une particule [122] en complément du moment orbital qui peut leur être associé. Ainsi les travaux sur les lasers ont mené à l'émergence des pinces optiques, constituée d'un système optique et d'un laser ; elles permettent de manipuler une particule par laser.

La présence d'un moment orbital augmente les degrés de liberté accessibles par rapport à l'utilisation d'un faisceau gaussien. Ainsi des vortex permettent de créer des arrangements complexes de particules [123], d'atomes [124–126], de molécules [127, 128]. Dorénavant la manipulation précise d'organismes vivants petits et fragiles est possible avec une puissance optique faible. Les petites échelles ne sont plus un obstacle et les dom-

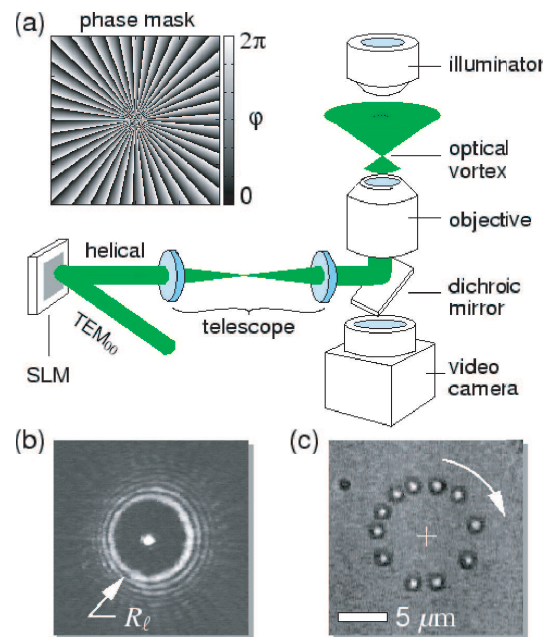


FIG. 1.16 – Schéma de fonctionnement d’une pince optique vortex [129] : (a) hologramme de codage et dispositif expérimental, (b) profil du vortex créé, (c) mise en place de particules par le vortex.

mages optiques affectant les particules sont réduits puisque le transfert de moment orbital prend la place du gradient de force. Les déplacements concernent alors des cellules biologiques (Fig. 1.16) [129, 130] mais aussi des chromosomes, voire des brins d’ADN [131, 132]. Le développement des pinces optiques dans le domaine biomédical est sûrement l’application la plus intéressante des vortex.

Comme nous le signalions, l’analogie possible entre les solutions des systèmes physiques et la reproductibilité des phénomènes font de l’optique un domaine incontournable. Ainsi l’étude du moment orbital et la réalisation de guides d’ondes et de mémoires de données sont intéressantes. Les arrangements par vortex cités précédemment pourraient être utilisés pour porter une information et créer des réseaux de communications complexes dans les domaines des nouvelles technologies.

1.4.2 Etudes et contrôle du moment orbital

Bien des études, théoriques et expérimentales, furent ainsi menées, pour définir les propriétés du moment orbital, représenté par la notion de “charge topologique” dans le formalisme mathématique.

Les singularités optiques furent introduites par Vaughan *et al.* [133] pour former des vortex et créer des modes laser vortex portant une phase en spirale [134]. On constate qu’il est alors possible de générer des faisceaux vortex capable de porter un moment orbital

défini [135–137] et de les modéliser de différentes manières [116, 138]. Il est aussi possible d’améliorer la définition des vortex en jouant sur la charge topologique [139, 140]. Ainsi plusieurs mécanismes physiques ont été étudiés pour transformer le moment orbital : par génération d’interférences [141] pour changer le moment orbital initial du vortex ; ou par génération de second harmonique [142–144], par conversion paramétrique haute [130], basse [145–148], visant à doubler le moment angulaire ou par conversion sensible à la phase [149].

L’observation de défauts dans lesquels le cœur n’est pas centré sur le faisceau a aussi été traitée [137, 150]. Le but de la combinaison des vortex est ici de produire des motifs complexes pour la manipulation de particules ou de moment à valeur élevée afin de baisser les puissances optiques nécessaires.

En physique fondamentale et notamment pour les condensats de Bose-Einstein [151, 152], les singularités et les vortex représentent un domaine d’étude très important autour des tourbillons et de la superfluidité [153] dans le cadre de la compréhension de la thermodynamique et de la mécanique quantique.

Mais ces faisceaux peuvent être utilisés pour d’autres applications : en microlithographie pour la création de motif circulaires [154], ou en optique quantique pour définir des modes d’états de photons imbriqués ou corrélés [155]. Leur étude s’est poursuivie par l’interaction de vortex et leur propagation en milieux non linéaires. C’est dans ce contexte que se situe notre travail avec des perspectives d’applications à la photoinduction de guides et de composants optiques pour les télécommunications.

1.4.3 Etude propagative des vortex optiques

Les milieux non linéaires offrent une multitude de phénomènes physiques liés à la réponse du milieu, comme nous l’avons vu auparavant pour les solitons (§ 1.2). Les solitons vortex ont été étudiés expérimentalement en milieu Kerr défocalisant [156]. En milieu Kerr focalisant, par le phénomène d’instabilité azimuthale, il est possible de casser l’anneau vortex en de multiples solitons brillants dont le nombre dépend de la charge [157–159]. Par conservation de la charge, les solitons s’autofocalisent et s’entrelacent au cours de la propagation.

De même la propriété de non localité de certains matériaux permet une stabilisation de la propagation des vortex par le phénomène de moyennage des effets non linéaires dans ces milieux [160]. Théoriquement il est aussi possible de créer un soliton vortex dit de surface en milieu Kerr, contraint entre deux milieux pour former des motifs plus stables [161]. L’étude de vortex a aussi été menée dans des cristaux photoniques [162] ou via un réseau photo-induit dans des cristaux [163], en milieu saturable [164], ou dans du verre [165]. Les caractères discret [166] ou vectoriel [167] des vortex ont été aussi analysés, tout comme la possible interaction de vortex de couleurs différentes [168] ou de direction opposée [169].

1.4.4 Les vortex en milieu photoréfractif et/ou photovoltaïque

Dans le cadre de l'effet photoréfractif, les vortex représentent une solution pour le guidage en $(2+1)$ -D. Ils ont été largement étudié théoriquement [72, 79] et les premières démonstrations expérimentales dans le strontium de barium avec champ appliqué ont rapidement suivi [78]. Par la suite le niobate de lithium a été utilisé en tirant parti de l'effet photovoltaïque [110]. Il a également été démontré que la distribution en intensité due à l'anisotropie de l'effet photovoltaïque dépendait du moment orbital du vortex [170] qui peut être multiple. Les vortex d'ordre supérieur ont par la suite fait l'objet d'une étude de multiplexage de manière succincte [171] et l'interaction de vortex incohérents [172] et de vortex contre-propageants [173] a été réalisée. De même la présence d'un anneau de lumière infini autour du cœur change le comportement du vortex et peut permettre de créer un soliton vortex en 2 dimensions plus stable [174].

Le but de ce manuscrit est d'étudier le comportement des vortex en milieu photovoltaïque de manière plus précise. Il s'agira également d'étudier le comportement dynamique global des vortex et la possibilité d'induire des guides simples ou complexes. Pour cela un nouveau modèle complet prenant en compte les trois dimensions spatiales et la dimension temporelle (modèle $(3+1)$ -D) sera développé après avoir décrit les mécanismes physiques et le formalisme mathématique lié au vortex. Ce travail s'inscrit donc non seulement dans une recherche d'applications sur la photoinscription de guides mais aussi dans l'amélioration des modèles existants et dans la compréhension des interactions entre les vortex et le milieu photoréfractif.

Chapitre 2

Le vortex en milieu photoréfractif-photovoltaïque

Ce chapitre introduit les notions nécessaires à la compréhension des phénomènes mis en jeu. La notion de vortex sera expliquée ainsi que les moyens théoriques et expérimentaux de les mettre en œuvre. Nous aborderons également le comportement du milieu photoréfractif et les solutions existantes en terme de soliton.

2.1 Définition des vortex

Le faisceau gaussien vortex présente un profil en intensité annulaire lorsqu'il est projeté sur un écran mais sa surface d'onde est en forme d'hélice (Fig. 2.1). Cette caractéristique dote les vortex d'un moment angulaire qui leur permet par exemple d'avoir une action sur une particule.

Deux types de moments peuvent coexister : le moment angulaire de spin (ou SAM : spin angular momentum) qui caractérise un faisceau vortex dont la polarisation est circulaire [147,175] ; dans ce cas, l'extrémité du vecteur champ électrique décrit une spirale au cours de sa propagation. Le second est le moment angulaire orbital (ou OAM : orbital angular momentum) porté par la phase du faisceau, c'est-à-dire le vecteur d'onde $\vec{k}$ [135]. L'onde peut alors être polarisée rectilignement ou circulairement. Dans ce dernier cas, l'onde est porteuse simultanément d'un moment angulaire de spin et d'un moment orbital doté d'une polarisation rectiligne.

Les expériences présentées dans ce manuscrit font état de faisceaux vortex portant un moment orbital et polarisés rectilignement.

2.1.1 Allure générale

Un vortex optique peut être décrit par la représentation mathématique du champ telle qu'elle est utilisée dans le modèle électromagnétique. En coordonnées cylindriques, l'amplitude du champ électrique du vortex est donné par la formule 2.1 [117] :

$$\vec{E}_{em}(\vec{r}, t) = \vec{A}(r_{\perp}, z) \exp(-i(\omega t - kz)) \exp(im\theta) \quad (2.1)$$

où $\vec{r}_{\perp}$ représente les coordonnées dans le plan transverse, $r_{\perp} = \sqrt{x^2 + y^2}$, z la position le long de l'axe de propagation, $k = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde, λ la longueur d'onde, m est la charge topologique du vortex ou moment orbital, θ est l'angle azimuthal et $\vec{A} = \vec{A}_0 (r_{\perp}/w_0)^{|m|} \exp(-r_{\perp}^2/2w_0^2)$ est l'amplitude du champ électrique et w_0 , le demi-waist ou demi-largeur à une hauteur de $\frac{1}{e}$ en intensité maximale du faisceau. On définit également l'intensité I_{em} comme $I_{em} = \frac{1}{2}c\epsilon_0 n |E_{em}|^2$, où c est la vitesse de la lumière, ϵ_0 est la permittivité du vide et n est l'indice de réfraction du milieu considéré.

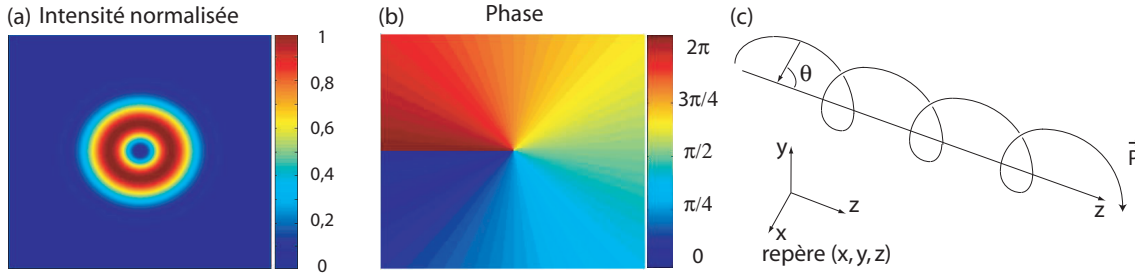


FIG. 2.1 – (a) Profil annulaire d'un vortex, (b) profil de phase à z constant, (c) trajectoire du vecteur de Poynting au cours de la propagation.

La figure 2.1-a représente le profil typique en intensité d'un vortex. On distingue le cœur du vortex où l'intensité est nulle, entouré d'un anneau lumineux intense de type gaussien. La figure 2.1-b donne l'allure de la phase où les points d'une même couleur décrivent des points d'équiphasés. Enfin le vecteur de Poynting $\vec{P}$ qui représente le flux d'énergie à travers une surface est représenté sur la figure 2.1-c.

Lors de la propagation d'une onde plane (Fig. 2.2-a) toutes les composantes de l'onde ($\vec{k}$) se déplacent à la même vitesse. On peut alors tracer une surface d'onde plane ou front d'onde plan qui vérifie : $\vec{k} \cdot \vec{r} = \text{constante}$. La phase dans le plan est donc constante. Dans le cas d'un vortex (Fig. 2.2-b), chaque composante dispose d'un retard de phase particulier pour chaque valeur de l'azimut variant de 0 à $2m\pi$. C'est en fait un retard de phase graduel de certaines parties du train d'onde le long de sa propagation, il est dû à la rotation du vecteur d'onde $\vec{k}$ autour du cœur du vortex. La phase dépend donc de $\vec{r}$ et de l'azimut. Ainsi si on trace le front phase équivalent, on voit se dessiner une forme d'hélice ou spirale. Dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation, la phase du vortex varie de 0 à $2m\pi$, où m est un nombre entier relatif qui représente le moment angulaire orbital, dénommé également charge topologique.

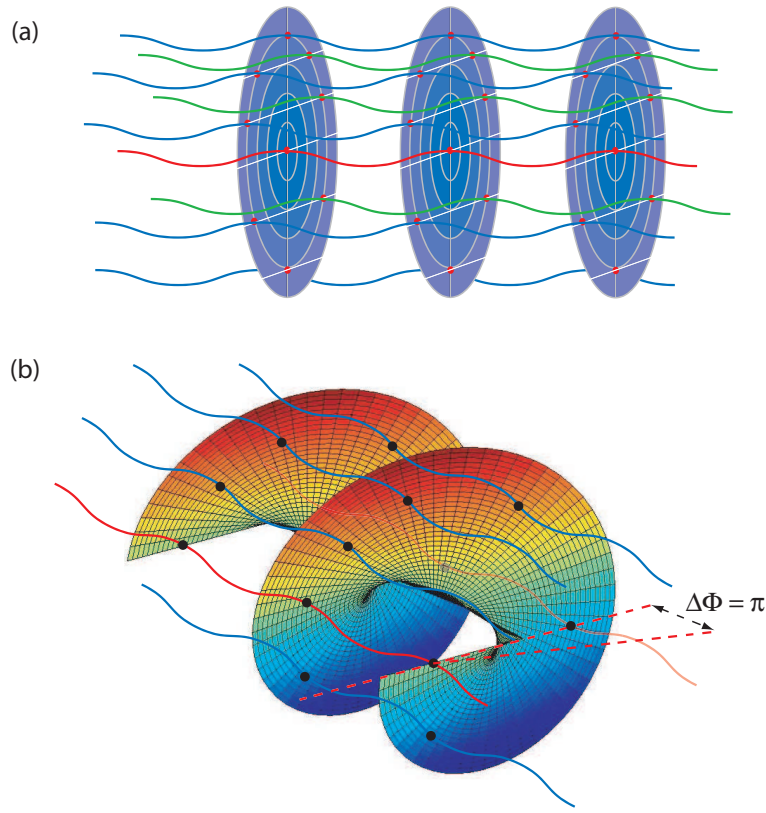


FIG. 2.2 – (a) Phase plane d’une onde plane, (b) surface d’équiphase d’un vortex à un instant donné.

Ainsi pour $m = \pm 1$ des points opposés (à 180°) sur l’anneau, par rapport au centre, sont en opposition de phase ($\Delta\phi = \pi$) et les points à 90° sont en quadrature de phase. Il est important de noter que le trajet de l’onde n’est pas en forme d’hélice, c’est la phase qui change au fur et à mesure de son parcours et qui décrit une hélice. Le moment lié au vortex est alors induit par cette phase en spirale et donne un moment de valeur $m\hbar$ par photon.

2.1.2 La charge topologique m

La singularité de phase qui définit le profil du vortex est “le cœur” du problème [137, 176, 177]. C’est le point où la phase est indéfinie. Cette propriété physique se traduit par une intensité nulle au centre du faisceau liée à une interférence destructive qui annule le champ en ce point. Ainsi l’amplitude au centre du faisceau $A(0, z) = 0$ [178]. Il est à noter qu’il en est de même lorsque r tend vers l’infini, $A(r_\infty, z) = 0$. En coordonnées cylindriques et du fait des conditions limites citées précédemment pour les amplitudes aux points $r = 0$ et $r = \infty$, les solutions possibles régissant les vortex s’expriment grâce aux

modes de Laguerre-Gauss LG_p^m dont l'expression générale est donnée par l'équation [179] :

$$\begin{aligned} \vec{E}_{em}(\vec{r}, t) = \vec{A}_0 \exp\left[\frac{-r_\perp^2}{w(z)^2}\right] \exp\left[\frac{-ikr_\perp^2 z}{2(z_R^2 + z^2)}\right] \exp\left[-i(2p + m + 1)\arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)\right] \\ \exp[-im\phi] (-1)^p \left(\frac{r_\perp \sqrt{2}}{w(z)}\right)^m L_p^m\left(\frac{2r_\perp^2}{w(z)^2}\right) \end{aligned}$$

où A_0 est l'amplitude à l'origine, $z_R = kw_0^2/2$ est la longueur de Rayleigh et $w(z) = \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}$ la demi-largeur du faisceau à la distance z et L_p^m est le polynôme de Laguerre :

$$L_p^m(x) = \sum_{i=0}^p (-1)^i \binom{p+m}{p-i} \frac{x^i}{i!} \quad (2.2)$$

L'expression se simplifie alors nettement si on se place au waist ($z = 0$) :

$$\begin{aligned} \vec{E}_{em}(\vec{r}, t) = \vec{A}_0 \exp\left[\frac{-r_\perp^2}{w(z)^2}\right] \\ \exp[-i(2p + m + 1)] \exp[-im\phi] (-1)^p \left(\frac{r_\perp \sqrt{2}}{w(z)}\right)^m L_p^m\left(\frac{2r_\perp^2}{w(z)^2}\right) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Nous obtenons un mode en forme d'anneau où on reconnaît le terme caractéristique d'un faisceau gaussien $\exp\left[\frac{-r^2}{w^2}\right]$.

La figure 2.3 montre le profil de différents modes de Laguerre-Gauss LG_p^m en contraste inversé (la présence de lumière est caractérisée par les anneaux sombres). m , nombre entier, définit la charge topologique et p est le nombre de modes radiaux. La valeur $m = 0$ est particulière et correspond à une charge topologique nulle. Elle supprime la variation de phase en fonction de θ et donc la singularité associée à l'hélice du vortex. Le faisceau est alors un mode laser TEM_{00} qui décrit la forme habituelle d'un faisceau gaussien¹.

Dans le cadre de ce manuscrit, seuls les vortex de type LG_0^m seront étudiés. On peut remarquer que l'augmentation de la valeur m induit une modification du profil du faisceau. En effet pour une charge $m = 1$, la phase varie de 0 à 2π , il existe un seul saut de phase. Mais pour $m > 1$, il existe m saut de phases. Ces différents sauts de phases tournent dans le même sens simultanément sur une période de longueur λ . La figure 2.4 montre la variation de la phase en fonction de m . Le front d'onde devant être continu, la modélisation sous forme hélicoïdale vérifie l'égalité 2.4 :

$$m\phi - kz = \text{constante} \quad (2.4)$$

où $\vec{z}$ est la direction de propagation et $\vec{k}$ le vecteur d'onde.

¹Habituellement les modes lasers sont définis à partir des modes d'Hermitte-Gauss (HG_{pm} où p et m définissent ici les extrema d'intensité du mode dans les deux directions transverses)

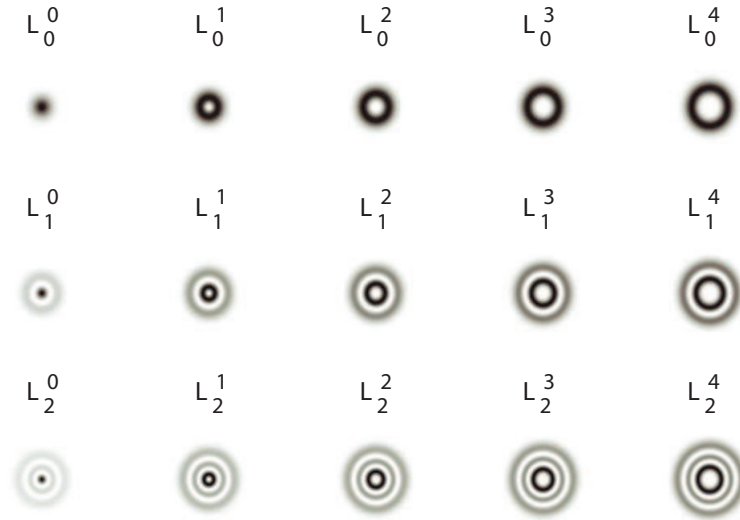


FIG. 2.3 – Représentation en intensité des modes de Laguerre-gauss LG_p^m en contraste inversé.

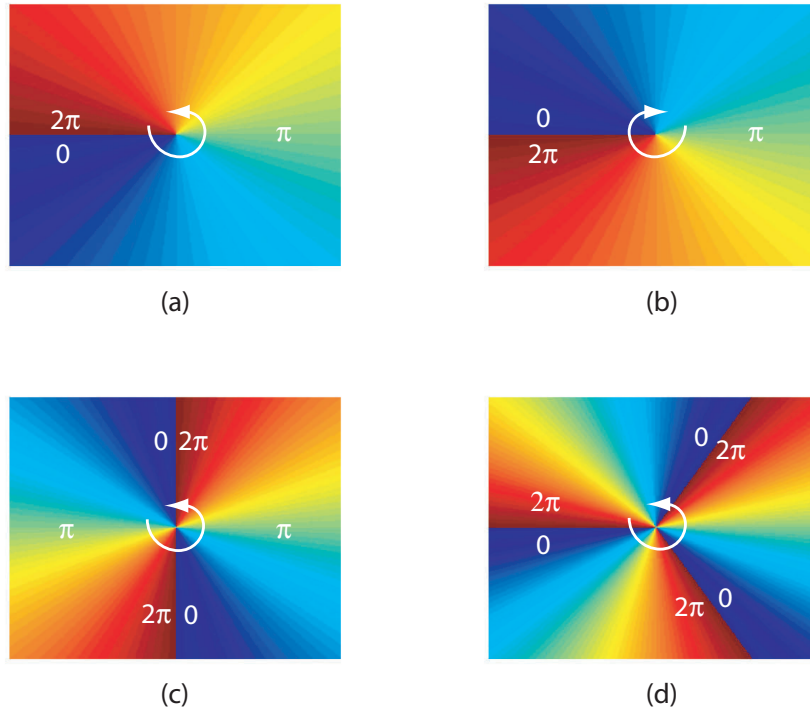


FIG. 2.4 – Variation de la phase du vortex pour des charges simples allant de $m = 1$ à $m = 3$ (a, c et d) et pour une charge opposée $m = -1$ (b).

La singularité subit alors de plus fortes contraintes lorsque m sauts de phases cohabitent. Ainsi comme le montre la figure 2.5 le cœur du vortex s'élargit en fonction de la valeur de la charge topologique par le biais du terme $\left(\frac{r\sqrt{2}}{w(z)}\right)^m$. Ainsi plus la charge m est faible, plus la densité de puissance du mode est intense puisque l'amplitude du champ est

répartie sur un rayon plus faible. Il est également important de noter la propriété de sy-

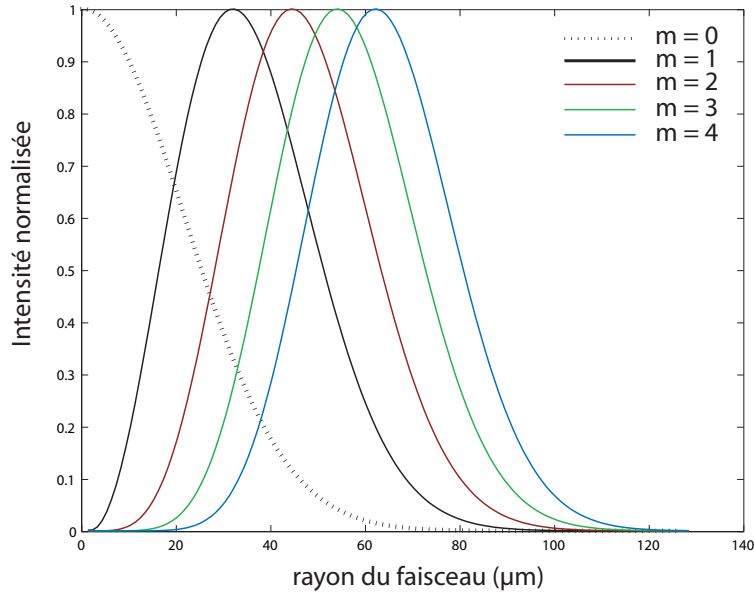


FIG. 2.5 – Élargissement du vortex en fonction de la charge topologique m pour des modes de Laguerre-Gauss vortex LG_0^m .

métrie entre les valeurs positives et négatives de la charge topologique m . Le signe donne uniquement le sens de rotation de l'hélice, ou du moment orbital [178] mais n'affecte pas le profil en intensité du faisceau. Le moment angulaire est ainsi d'autant plus important que la charge topologique l'est [145]. Voyons maintenant comment réaliser ces vortex.

2.1.3 Formation de vortex optiques

2.1.3.1 Différentes méthodes de génération

Plusieurs méthodes existent pour créer des vortex optiques.

Lame de phase : c'est une des méthodes les plus intuitives. Il s'agit ici de fabriquer une lame de phase d'épaisseur variable en fonction de l'azimut (Fig. 2.6) telle que cette lame induise un déphasage continu de 0 à $2m\pi$. Le saut de phase introduit par la marche, de hauteur h est cependant techniquement difficile à réaliser [180] car il doit être exactement de $2m\pi$ ($\Delta\phi = \frac{2\pi nh}{\lambda} = 2m\pi$ où n est l'indice du milieu). Dans le cas contraire, la singularité est mal définie ce qui conduit à une dislocation du vortex [181].

Combinaison de modes : les modes de Laguerre-Gauss peuvent être obtenus à l'aide de combinaisons de polynômes d'Hermite-Gauss d'ordre supérieur HG_{pm} via des convertisseurs de modes ou lentilles cylindriques [126, 175, 179, 182]. Les modes

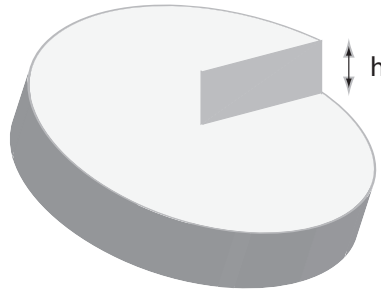
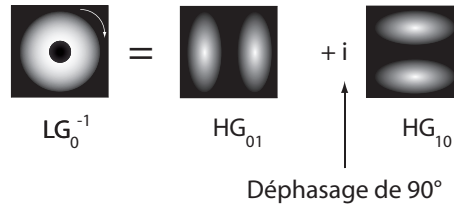


FIG. 2.6 – Lame de phase en forme de spirale.

HG_{pm} ne portent pas de moment angulaire orbital [135, 183]. La figure 2.7 présente l'exemple de la combinaison d'un mode HG_{10} et d'un mode HG_{01} doté d'un retard de phase de $\pi/2$ (traduit ici par le complexe i sur la figure 2.7). On induit alors un front d'onde en hélice conduisant ainsi à l'élaboration d'un faisceau doté d'un moment $m = 1$. Il est possible d'inverser le signe du moment par un déphasage de π supplémentaire du mode HG_{01} pour changer un moment $m = 1$ en $m = -1$. Dans ce cas précis, l'analogie peut être facilement effectuée avec la notion de polarisation. En effet pour créer une polarisation en forme d'hélice ou circulaire (droite ou gauche en fonction du sens de rotation du vecteur polarisation), une lame quart d'onde est utilisée pour induire un moment orbital dit de spin. Par l'insertion de ces nouveaux éléments optique, les nouveaux modes propres de propagations de ces faisceaux peuvent être calculés à l'aide des matrices de Jones [175].

FIG. 2.7 – Mode LG_0^{-1} obtenu par combinaison des modes HG_{01} et HG_{10} .

Spatial light Modulators (SLM) : ils sont constitués d'une matrice de petits miroirs adressés électriquement qui forment un motif sur un SLM entier (Fig. 2.8). Ils peuvent servir en holographie ou pour réaliser des vidéoprojecteurs 3D. 2 cas sont alors possibles : coder, à l'aide du capteur, un motif similaire à une lame de phase ou créer un motif en réseau de forme particulière (Fig. 2.9-b). Dans ce dernier cas, on simule numériquement l'interférence entre un mode LG_0^1 et une onde plane afin d'obtenir ce réseau (Fig. 2.9-a). La forme de fourchette au centre du faisceau permet de déterminer les propriétés de la singularité du vortex. Le nombre de bras de cette fourchette définit la valeur de la charge topologique m du vortex. Ce réseau diffracte alors la lumière lors de la réflexion d'un faisceau laser. Sur cette figure, les ordres supérieurs de diffraction portent les informations de phase (Fig. 2.8-b). Chaque ordre de diffraction va définir un vortex de moment différent ; en effet plus l'ordre est élevé, plus la charge est grande. Par exemple si la charge de la singularité est 2 et que le deuxième ordre de diffraction est sélectionné, le moment orbital

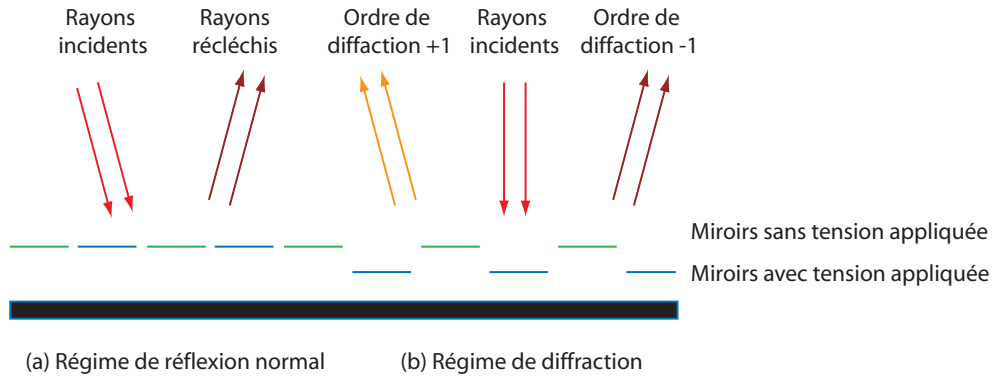
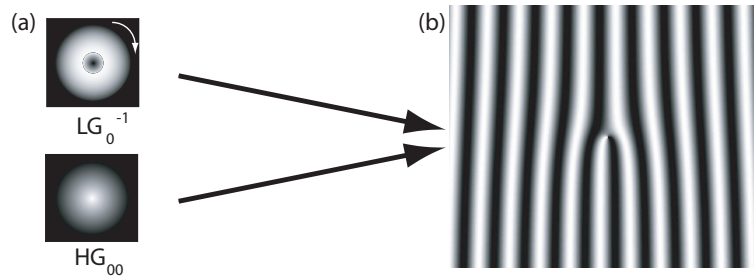


FIG. 2.8 – Modulateur de phase par miroirs commandés électriquement

sera le double de la charge de la singularité initiale c'est-à-dire 4. Ces modulateurs permettent d'induire le profil de phase désiré. Ils peuvent également en fonction de la technologie utilisée jouer un rôle sur la polarisation. Un tel dispositif pourrait servir à imposer la distribution de phase nécessaire à la formation d'un vortex. La résolution spatiale est cependant limitée et peut poser problème en ce qui concerne la définition de la singularité.

Méthode holographique [135, 184, 185] : elle s'inspire du même principe que précédemment. Il est possible de créer ces hologrammes, en transmission ou en réflexion,

FIG. 2.9 – Dispositif (a) et calcul numérique (b) d'un hologramme de phase de charge $m = 1$.

en forme de réseau par la méthode holographique classique ou à l'aide d'une photographie d'un hologramme synthétique calculé numériquement. Dans ce cas la résolution des hologrammes est importante et permet une bonne définition de la singularité. Les hologrammes par modulation d'amplitude (ils seront alors utilisés en transmission) peuvent aussi être fabriqués de manière synthétique. Ils sont faciles et peu chers à produire mais ils offrent un rendement de diffraction faible, un pas de réseau trop grand pour séparer efficacement les ordres de diffraction et avoir une résolution haute au niveau de la singularité. Pour améliorer la qualité et le rendement des modes vortex, la modulation de phase (en réflexion ou en transmission) est envisageable par une production de l'hologramme de phase en salle blanche. Des paramètres précis permettent de trouver un hologramme doté d'une forte conversion de l'énergie laser vers les ordres de diffraction 1 et -1. Bien que ce procédé soit plus

honorable, il offre l'avantage d'une plus grande précision, la singularité s'en trouve mieux résolue.

Dans notre travail, nous avons utilisé l'hologramme d'amplitude, par le biais d'une impression sur feuille transparente et également produit un hologramme en salle blanche pour affiner la résolution des modes de Laguerre-Gauss.

2.1.3.2 Fabrication des hologrammes en salle blanche

La fabrication des hologrammes s'appuie sur la constitution d'un hologramme en forme de réseau calculé pour un mode LG_0^1 et sur des techniques de dépôt de couches minces en salle blanche. La résolution du masque est limitée par le procédé de fabrication. Le nombre de traits du réseau doit être assez important pour obtenir une bonne résolution spatiale du faisceau et le pas du réseau est calculé de façon à bénéficier d'une bonne séparation des ordres de diffraction. Le processus complet du dépôt de couches minces est disponible en annexe A. Le processus simplifié est le suivant (Fig. 2.10) :

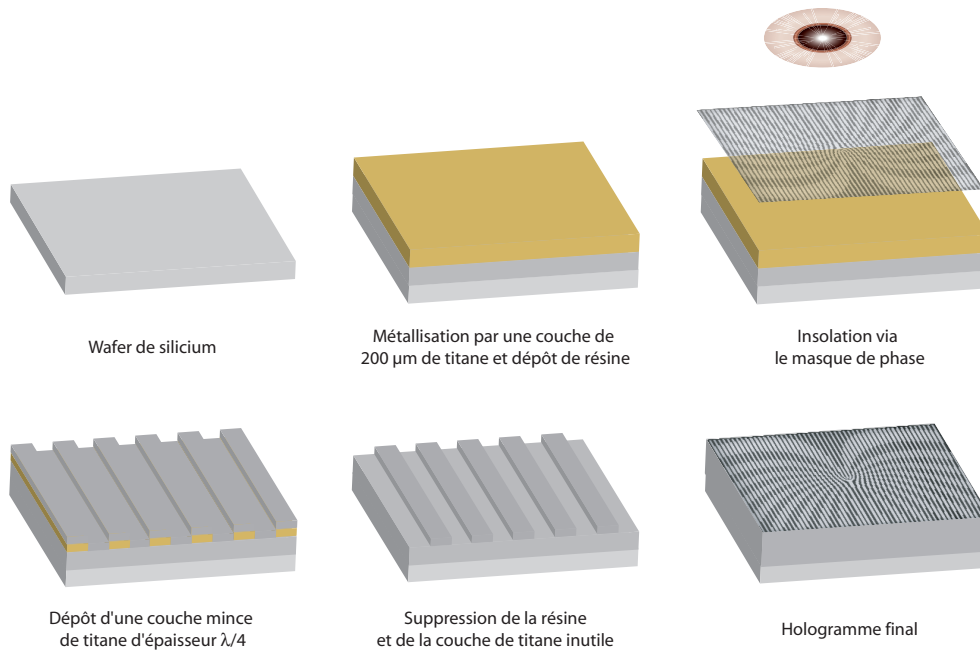


FIG. 2.10 – Étapes de fabrication des hologrammes en réflexion en salle blanche.

12 hologrammes sont ainsi fabriqués sur un même wafer de silicium de 3 pouces de diamètre (Fig. 2.11) avec différentes valeurs de charge topologique.

La figure 2.12 présente des images tri-dimensionnelles prises au microscope électronique autour de la singularité des hologrammes de charges $m = 1$ (Fig. 2.12-a) et $m = 2$ (Fig. 2.12-b). Le motif en forme de plots est dû au codage par le logiciel de réalisation du masque dont la résolution maximale est un pixel de $4 \mu\text{m}$ de côté.

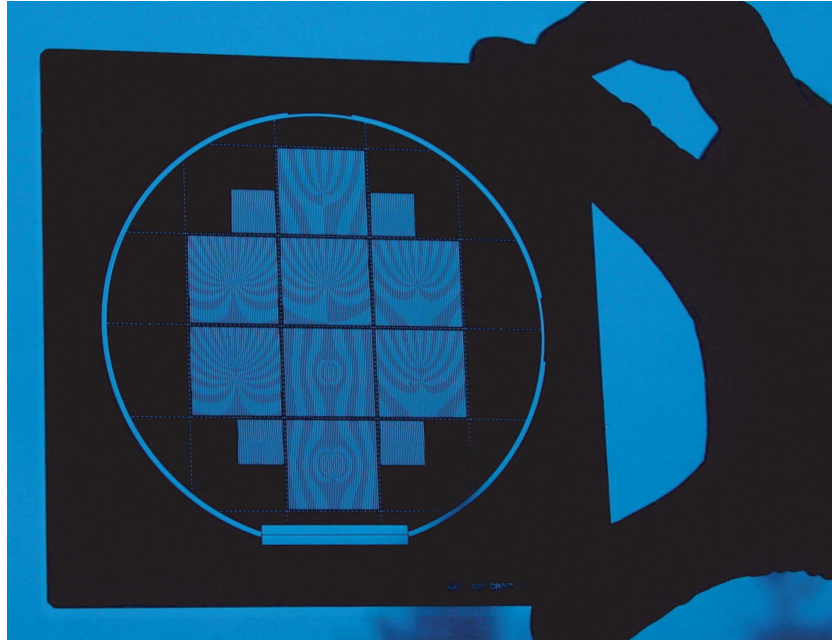


FIG. 2.11 – Photographie des hologrammes fabriqués sur un wafer ©-B. Wacogne.

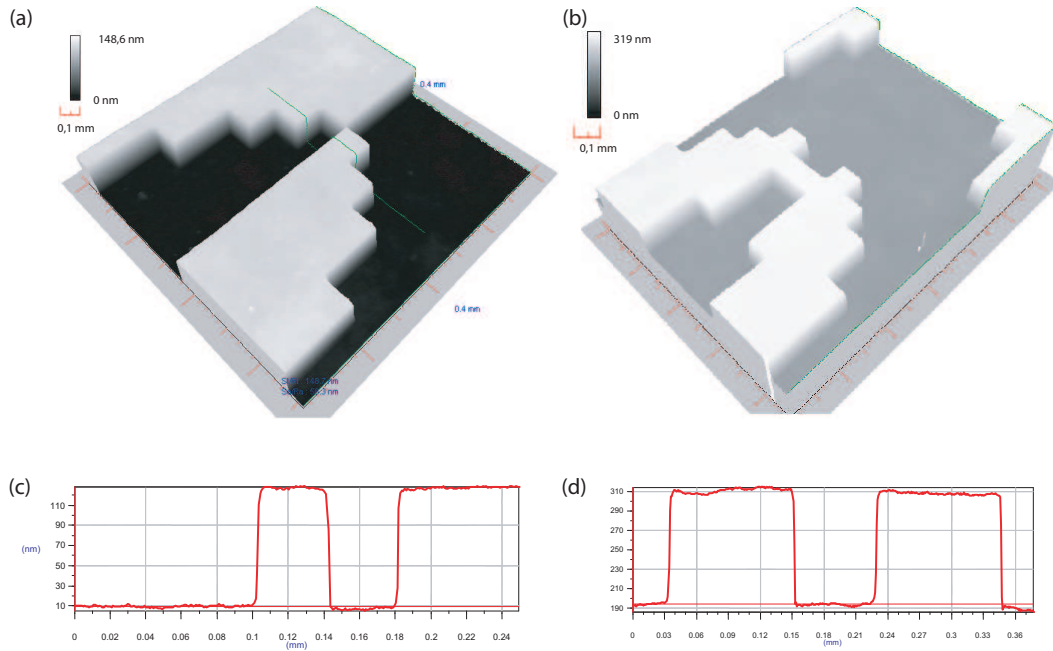


FIG. 2.12 – Profils 3D (a,b) et 2D (c,d) des réseaux au niveau des singularités de charge pour $m = 1$ (a,c) et $m = 2$ (b,d).

Le paramètre important des hologrammes est la différence de marche. Elle définit le saut de phase de $\pi/2$ qui permet de donner une conversion importante de l'énergie vers les ordres supérieurs de diffraction. Le laser utilisé pour les expériences émettant à une longueur d'onde de 473 nm, la différence de marche nécessaire au saut de phase en

réflexion à $\lambda/4$ est de situe à 118,5 nm. Les profils en 2D correspondent aux différences de marche des hologrammes de charges $m = 1$ (Fig. 2.12-c) à $m = 2$ (Fig. 2.12-d). Elles s'échelonnent de 117 nm à 120 nm. La précision obtenue sur la hauteur des traits permet d'avoir un bon rendement sur les ordres de diffraction ± 1 .

2.1.3.3 Analyse expérimentale d'un mode vortex

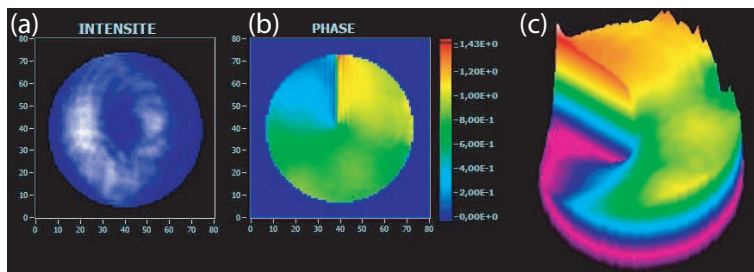


FIG. 2.13 – Analyse expérimentale du front d'onde d'un vortex doté d'une charge $m = 1$.

Afin de vérifier l'allure de la phase du faisceau produit, nous observons le profil d'intensité et de phase des ordres de diffraction sélectionnés au moyen d'un analyseur de front d'onde. Nous pouvons voir sur la figure 2.13 le profil en intensité (a) et de phase associé (b) montrant la variation de phase de 0 à 2π pour un vortex de charge $m = 1$. Enfin sur la figure 2.13-c, la phase du faisceau en représentation 3-D est affichée. Cette dernière vue facilite la représentation en hélice de la phase par le jeu de couleur. La présence du saut de phase est indiquée par le trait vertical et correspond à un déphasage total de 2π pour la charge $m = 1$. L'étude succincte des vortex étant réalisée, il est maintenant nécessaire d'étudier plus avant le milieu dans lequel vont se propager les faisceaux vortex.

2.2 Le milieu photoréfractif-photovoltaïque

2.2.1 Propriétés des cristaux photoréfractifs ferroélectriques

Les matériaux photoréfractifs sont photoconducteurs et électro-optiques. De plus ils offrent par leur constitution, de nombreuses possibilités d'études d'effets non linéaires. Les matériaux ferroélectriques comme le niobate de lithium (LiNbO_3), le strontium de barium [186] (ou SBN) et le tantalate de lithium² (TaLiO_3) sont parmi les matériaux photoréfractifs les plus utilisés. Le tableau 2.14 montre les différentes propriétés de ces cristaux.

²Données disponibles sur les sites des industriels comme *roditi* et *almazoptics*.

Désignation	LiNbO ₃	S _x B _{1-x} N (x = 60)	LiTaO ₃
Transparence	0.35 - 5 μm	0.35 - 6 μm	0.4 - 5.5 μm
Point de fusion (° C)	1257 ou 1530	1500 $\pm$ 10	1650
Structure cristalline	3 m	4 mm	3 m
Croissance	Czochralski	Czochralski	Czochralski
Dureté (mohls)	5		5.5-6
Densité (g.mol)	4.645 $\pm$ 0.5	5.4	7.45
Stœchiométrie	non	non	non
Anisotropie (@633 nm)	n _o =2.29 n _e =2.20	n _o =2.36 n _e =2.33	n _o =2.175 n _e =2.180
Δn	5.10 ⁻⁵		10 ⁻⁵
Temp. Curie (° C)	1145	75	610
Polarisation Spontanée en (C/m ⁻²)	96		
Dopages	Fer, Zn, Hf, Cu, GD, Er, Y, Mn, B		
Milieu actif	Er		
Absorption (cm ⁻¹)	0.1	0.3	<0.15
Thermo-optique (K ⁻¹)	37.10 ⁻⁶	3.10 ⁻⁴	
Résistivité ($\Omega\text{.cm}$)	2.10 ¹⁰		
Diffusion (à 273 ° K)	4W/m/° K		4.6 W/m/° C
Coeff. électro-optiques en (pm/V)	r ₁₃ =8.6 r ₃₃ =30.8 r ₂₂ =3.4 r ₅₁ =28	r ₁₃ =47 r ₃₃ =235	r ₁₃ =7 r ₃₃ =30.3 r ₂₂ =1 r ₅₁ =20
Constantes diélectriques	ϵ_{11} =85 ϵ_{33} =29	880	ϵ_{11} =54 ϵ_{33} =43
Piezoélectricité (C/m ²)	e ₁₅ =3.7 e ₂₂ =2.5 e ₃₁ =0.23 e ₃₃ =1.33		e ₁₅ =2.63 e ₂₂ =1.84 e ₃₁ =-0.11 e ₃₃ =1.93
Pyroélectricité (C/° C.m ²)	-8.10 ⁻⁵		-2.3 10 ⁻⁴

FIG. 2.14 – Tableau comparatif des propriétés de certains matériaux photoréfractifs, niobate de lithium, strontium de barium et tantalate de lithium.

2.2.1.1 Le choix du niobate de lithium

La multitude et la combinaison des propriétés disponibles dans les matériaux ferro-électriques et leur grande plage de transparence (du visible à l'infrarouge lointain) en font des matériaux utilisés dans bien des applications photoniques. La croissance de ces matériaux par la méthode de Czochralski est connue, maîtrisée et permet une fabrication à faible coût. En outre certaines propriétés physiques peuvent être modifiées par le biais de défauts de la maille cristalline (défauts ponctuels, dislocations) ou par dopage. Leurs indices de réfraction qui excèdent 2 sont connus précisément à l'aide des équations de Sellmeier quelque soit leur composition.

Le niobate de lithium est extrêmement stable à température ambiante du fait d'une température de Curie supérieure à 1000 ° C. Ce matériau est disponible commercialement dans des formes diverses (wafer, cristaux massifs), contrairement au tantalate dont la croissance est moins bien maîtrisée. Ceci en fait un matériau de choix pour diverses applications en optique intégrée ou photonique. Sa température de Curie élevée permet son utilisation dans des procédés industriels hautes températures. Par contre le strontium de barium a une température de Curie proche de la température ambiante ce qui limite son utilisation. En effet au-delà de la température de Curie, le cristal change de phase, il faut le repolariser via un champ appliqué en abaissant la température pour revenir à l'état initial. Il est tout de même utilisé en raison de coefficients électro-optiques forts ($r_{33} = 235$ pm/V).

L'effet photoréfractif, utile pour certaines applications peut aussi être supprimé par chauffage (~ 200 ° C) qui permet l'augmentation des porteurs libres (ou I_d voir § 2.2.2.2), ou en dopant le cristal ; par exemple, l'insertion d'oxyde de magnésium (MgO) dans le niobate de lithium diminue le dommage optique et l'effet photoréfractif [187].

2.2.1.2 Applications liées aux diverses propriétés optiques

Les applications qui utilisent les effets physiques du LiNbO_3 sont nombreuses et nous en présentons quelques unes ici [188]. La biréfringence naturelle du matériau peut déjà être utilisée pour créer des lames de phases ou polariseur de Glan. L'effet electro-optique, par modification de l'indice de réfraction sous l'effet d'un champ électrique appliqué, permet de réaliser par exemple [189] :

- des modulateurs de phase (Fig. 2.15-a), ou d'intensité (Fig. 2.15-d)³,
- des coupleurs directionnels dynamiques (Fig. 2.15-(b,c)).

L'effet acousto-optique en fait un potentiel outil de contrôle de faisceau optique (Sur-

³Quelques exemples industriels peuvent être cités ici comme Photline.com ou Crystal Technologies.

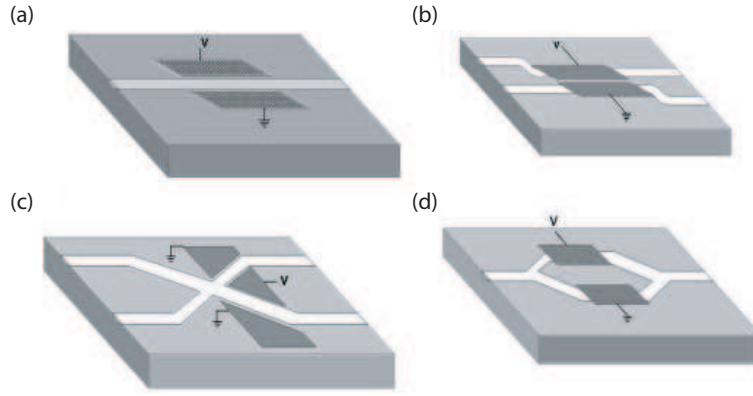


FIG. 2.15 – Exemples de modulateurs électro-optiques, (a) modulateur de phase, (b) coupleur directionnel, (c) X-switch, et (d) interféromètre de Mach-Zehnder.

face Acoustic Waves ou SAW) (Fig 2.16-a). Une onde est excitée en surface d'un échantillon à l'aide de peignes interdigités commandés en tension. Cette onde induit, par effet acousto-optique, un réseau d'indice. Des faisceaux lumineux peuvent être détectés ou déviés par ce réseau en vue d'applications de types scanners ou routage [190].

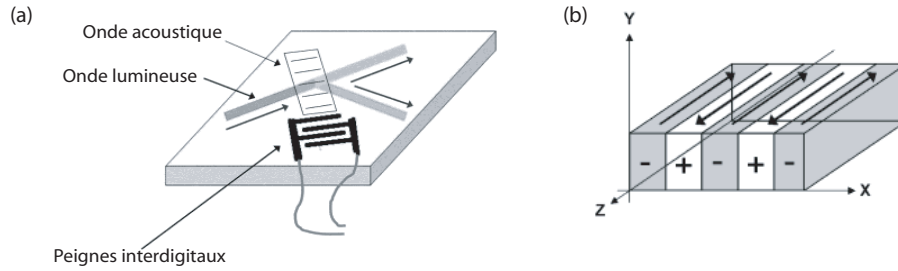


FIG. 2.16 – Exemples d'applications basées sur le niobate de lithium : (a) SAW, (b) PPLN.

On utilise aussi la possibilité de renverser l'axe ferroélectrique par l'application d'un champ électrique pour la production du PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate). Ce type de cristal est utilisé pour la génération d'harmonique, dans les oscillateurs paramétriques ou encore en tant que compensateur de désaccord de phase. Le PPLN par la périodicité d'inversion de l'axe ferroélectrique $\vec{c}$ (Fig. 2.16-b) permet des interactions non linéaires efficaces ; par exemple, un laser accordable en longueur d'onde grâce à un quasi-accord de phase [191]. La non-linéarité χ d'ordre 2 du niobate présente également la possibilité de conversion de fréquence efficace. L'accord de phase nécessaire à la création de solitons de types quadratiques peut également être obtenue [192].

L'effet photoréfractif, initialement nommé dommage optique, peut être utile en pratique. On peut par exemple utiliser le niobate de lithium en tant que matériau photosensible pour réaliser des systèmes holographiques en 3-D à l'aide de l'effet mémoire important (lié au temps de relaxation diélectrique puis en fixant les motifs [68]), créer des guides optiques (solitons) et des interconnexions dynamiques en jouant sur le caractère effaçable

et réinscriptible de l'effet photoréfractif. Il est également possible de noircir le niobate de Lithium pour en faire un capteur de lumière qui exploite l'effet pyroélectrique [193].

Le niobate de lithium apparaît alors d'autant plus naturel dans le choix d'une intégration des solitons dans les systèmes optiques qu'il est déjà utilisé largement dans l'industrie. Nous allons étudier plus avant les phénomènes physiques qui régissent le mécanisme complexe de l'effet photoréfractif.

2.2.2 Mise en équations de l'effet photoréfractif

2.2.2.1 Le modèle de Kukhtarev

L'effet photoréfractif donne une variation d'indice de réfraction locale provoquée par une distribution spatiale non homogène de lumière.

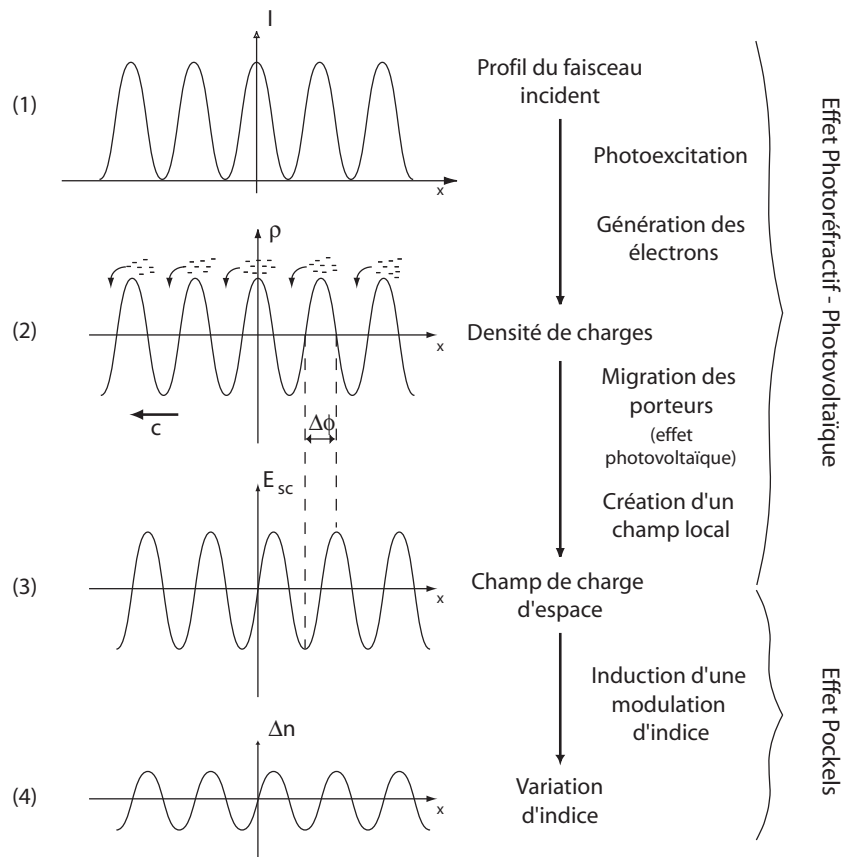


FIG. 2.17 – Schéma de principe du mécanisme de modification d'indice par l'intensité lumineuse.

Contrairement à l'effet Kerr, le temps de réponse lié à l'effet photoréfractif n'est pas

instantané et n'est pas proportionnel à l'intensité lumineuse. En effet, l'effet photoréfractif est la conséquence d'un ensemble d'effets présents simultanément. Un modèle basé sur ces phénomènes physiques sous-jacents a été développé par Kukhtarev [194] en 1979. Ce modèle permet de calculer la modulation d'indice créée dans un milieu photoréfractif par une onde lumineuse incidente.

Le schéma 2.17 résume les différents mécanismes régissant l'induction de la modification d'indice par effet photoréfractif dans le cas particulier d'une illumination périodique. Le principe est le suivant : les charges présentes sur un centre profond dans le cristal sont photoionisées par une onde lumineuse (Fig. 2.17-(1)). Ces porteurs libres se déplacent ensuite sous l'action de différents phénomènes comme la diffusion thermique, un champ électrique local et/ou externe, ou encore l'effet photovoltaïque. Ils migrent des zones éclairées vers les zones sombres (Fig. 2.17-(2)). Il en résulte un champ électrique de charge d'espace $\vec{E}_{sc}$ induit au sein du cristal (Fig. 2.17-(3)), qui modifie l'indice de réfraction par effet Pockels (Fig. 2.17-(4)).

Ce modèle dit à transport de bandes est donc basé sur la photo-ionisation d'atomes permettant de générer des électrons et des trous dans un milieu. Pour le niobate de lithium, où les électrons sont majoritaires dans le processus [195], le modèle de Kukhtarev décrit très bien les phénomènes mis en jeu. Nous allons maintenant détailler ces mécanismes sous-jacents qui donne naissance à l'effet photoréfractif dans le cas du niobate de lithium.

2.2.2.2 Photo-ionisation

L'hypothèse de base est de considérer que le cristal de LiNbO_3 contient des impuretés dont le niveau d'énergie se situe dans la bande interdite du matériau. Ces impuretés peuvent être des défauts ou encore des atomes de fer ajoutés lors de la croissance des matériaux. Ces éléments sont les donneurs (N_D) qui pourront libérer des électrons par effet thermique ou en présence de lumière. Ils sont alors ionisés (N_D^+) en absorbant un photon ($h\nu$) qui arrache ainsi un électron du centre profond (Eq. 2.5-(1)).

$$N_D \xrightleftharpoons[(1)]{(2)} N_D^+ + e^- \quad \text{ou} \quad Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+} + e^- \quad (2.5)$$

Chaque impureté ou centre profond ionisé par photo-excitation donne naissance à un électron libre e^- . Les porteurs ainsi libres se trouvent dans la bande de conduction tout en laissant un donneur ionisé derrière eux. En négligeant les processus d'absorption multiphotoniques, le taux de variation des donneurs ionisés est donnée par :

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = s(I + I_d)(N_D - N_D^+) - \gamma N_e N_D^+ \quad (2.6)$$

Dans le second membre de l'équation 2.6, le premier terme correspond au taux de génération des électrons. il comprend la photo-ionisation et la génération thermique.

$$(sI + \beta)(N_D - N_D^+) \quad (2.7)$$

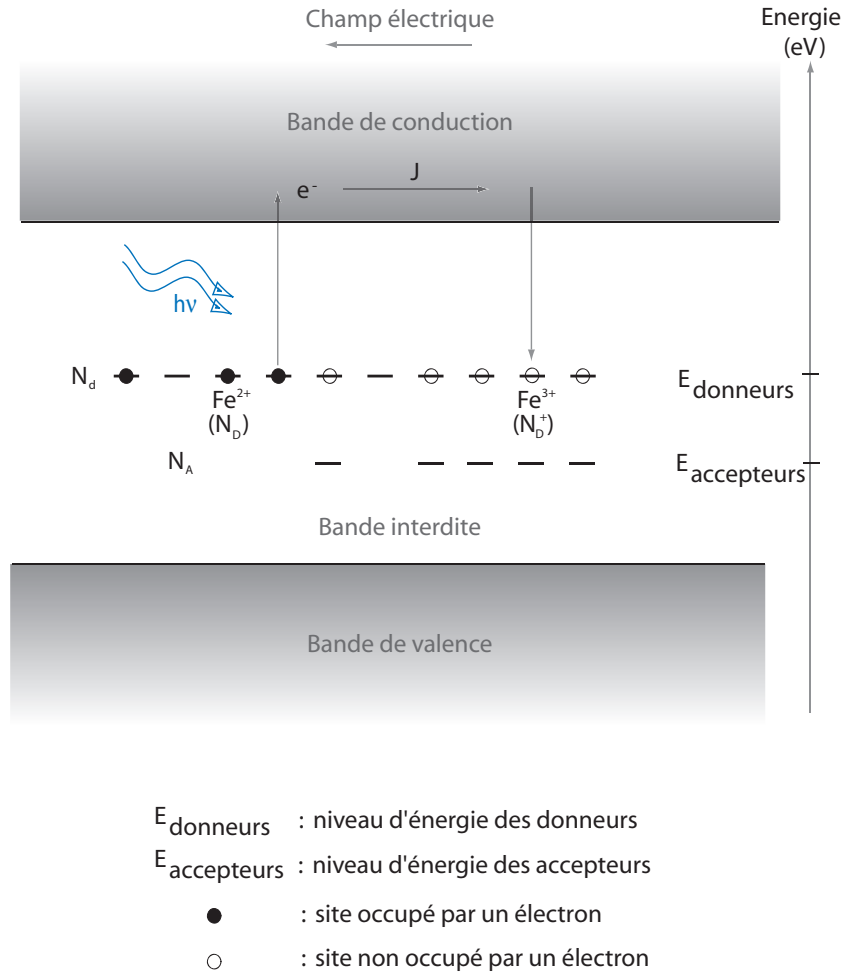


FIG. 2.18 – Diagramme de bande et migration des charges à l'intérieur du cristal.

N_D est la densité totale de donneurs alors que N_D^+ est la densité de donneurs ionisés, s est la section de photo-excitation⁴ dépendante de la longueur d'onde utilisée ($s = 3,3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{J}^{-1}$ @ $\lambda = 633 \text{ nm}$), I est l'intensité lumineuse, β est le taux de génération thermique des électrons [188]. Ce dernier terme est considéré comme faible par rapport aux intensités utilisées ($\beta \ll sI$).

A ce stade de notre étude, il est utile d'introduire un nouveau paramètre : l'intensité d'obscurité I_d . C'est l'intensité nécessaire pour doubler le taux de génération des électrons dans le noir. $I_d = \beta/s$ est faible ($< \text{mW}/\text{cm}^2$). Il est possible de l'augmenter artificiellement en élevant la température du matériau. La densité de porteurs libres générés dans le cristal est ainsi accrue. Une autre solution pour obtenir un I_d équivalent plus élevé consiste en l'éclairage uniforme du cristal afin de produire une densité moyenne de charges libres plus importantes. Cette solution est souvent utilisée afin de contrôler la non-linéarité photoréfractive [83].

⁴Ce paramètre trouve sa justification au paragraphe 3.2.1

Même en l'absence de lumière incidente, une partie des électrons générés par ionisation des donneurs est captée par les accepteurs peu profonds N_A . Cette grandeur est constante et tous les pièges N_A sont ionisés. Ainsi N_A est toujours inférieure à N_D de manière à ce que le reste des électrons libres participent à l'effet photoréfractif. Dans le cas contraire ($N_A \geq N_D$), il n'y a plus d'électrons disponibles pour créer un champ électrique à l'intérieur du cristal. Les accepteurs participent donc à la neutralité du cristal puisqu'il capte un électron dès qu'un donneur est ionisé.

Le second terme de l'équation 2.6 correspond au taux de recombinaison des électrons. Ceux-ci se recombinent avec les donneurs ionisés (Eq. 2.5-(2)). $\gamma N_e N_D^+$ est proportionnel à la densité d'électrons N_e , à N_D^+ et à γ la constante de recombinaison des électrons.

2.2.2.3 Transports des charges - équation de conduction

Les électrons ainsi générés se déplacent dans la bande de valence grâce à différents mécanismes de transport permettant une redistribution spatiale des charges sur un centre profond. Celle-ci donne alors naissance au champ de charge d'espace. Les mouvements des électrons peuvent être induits :

- **par diffusion** : dans les matériaux photoconducteurs, la densité de courant de diffusion $\vec{J}_d$ s'exprime comme :

$$\vec{J}_d = \mu k_B T \vec{\nabla}(N_e) \quad (2.8)$$

k_B est la constante de Boltzmann, μ est la mobilité électrique et T est la température.

- **par entraînement** : sous l'action d'un champ électrique $\vec{E}$ quelconque, les électrons libres se déplacent. Le vecteur densité de courant $\vec{J}_E$ est donné par :

$$\vec{J}_E = e \mu N_e \vec{E} \quad (2.9)$$

où e est la charge de l'électron.

- **par courant de diffusion anisotrope ou courant photovoltaïque** : cet effet découvert à l'origine par Becquerel en 1839 relie l'illumination d'un cristal à l'apparition d'un champ électrique en son sein. Il fut découvert dans les cristaux ferroélectriques par Ashkin [67]. Un tel effet n'est possible que dans des cristaux non-centrosymétriques (dans le cas contraire, le tenseur photovoltaïque est nul). Dans le cas du niobate de lithium dopé fer ($\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$), les charges ionisées sont entraînées dans une direction privilégiée du cristal : l'axe ferroélectrique $\vec{c}$. Le courant induit est alors proportionnel à l'intensité lumineuse et à la densité de donneurs neutres. Le courant induit s'exprime alors comme :

$$J_{PV_i} = (N_D - N_D^+) \sum_{jk} [\beta_{PV}]_{ijk} I \vec{e}_j \vec{e}_k^* \quad (2.10)$$

où $\vec{e}_j$ et $\vec{e}_k^*$ sont les vecteurs unitaires de polarisation de la lumière. Les règles pour les indices jk suivent les règles connues de Kleinmann [où les indices 11 deviennent

1, 22→2, 33→3, 23 et 32→4, 13 et 31→5, 21 et 12→6]. Les indices i : 1, 2, et 3 représentent respectivement les axes X, Y et Z. Les propriétés du groupe de symétrie permettent d'écrire le tenseur photogalvanique sous la forme :

$$[\beta_{PV}]_{ijk} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \beta_{15} & -\beta_{22} \\ -\beta_{22} & \beta_{22} & 0 & \beta_{15} & 0 & 0 \\ \beta_{31} & \beta_{31} & \beta_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

La littérature nous enseigne que $\beta_{31} \sim \beta_{33} \sim 10\beta_{22}$ [188]. Des études récentes [196] tendent à vérifier un rapport entre les deux coefficients les plus importants assez proche $\frac{\beta_{33}}{\beta_{31}} \sim 1,40$, où β_{33} intervient en polarisation extraordinaire et β_{31} en polarisation ordinaire.

La densité de courant totale s'écrit au final comme la somme des différentes densités de courants exprimées précédemment :

$$\vec{J} = e\mu N_e \vec{E} + \mu k_B T \vec{\nabla} N_e + \beta_{PV} (N_D - N_D^+) I \vec{c} \quad (2.12)$$

Notre système (le cristal) étant considéré comme isolé, la charge totale y est conservée, ce qui mène à l'équation de continuité issue des équations de Maxwell :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{J} \quad (2.13)$$

où ρ est la densité de charge :

$$\rho = e(N_D^+ - N_A - N_e) \quad (2.14)$$

La présence de charges dans le matériau induit un champ de charge d'espace $\vec{E}_{sc}$. La relation entre les charges et le champ est exprimée par la loi de Poisson :

$$\vec{\nabla} \cdot \{[\varepsilon] \vec{E}_{sc}\} = \rho \quad (2.15)$$

où $[\varepsilon]$ est le tenseur diélectrique statique du cristal. Ainsi pour calculer le champ de charge d'espace $\vec{E}_{sc}$ induit par l'intensité lumineuse I et l'application optionnelle d'un champ appliqué, nous devons résoudre le système formé des équations 2.6, et 2.12 à 2.15 dit "système de Kukhtarev" [72,194]. Ce champ de charge d'espace induit ainsi une variation d'indice par effet Pockels.

2.2.2.4 Effet Pockels ou effet électro-optique

L'effet Pockels traduit l'interaction entre la présence d'un champ électrique et l'indice de réfraction du matériau. L'effet électro-optique doit être présent dans tous les matériaux photoréfractifs. Il correspond à la modulation de l'indice de réfraction sous l'action d'un

champ électrique. Cette variation d'indice dans le cristal est utilisée notamment pour les modulateurs électro-optiques ou encore les cellules de Pockels.

La modulation d'indice $\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_{ij}$ est liée à la variation du tenseur de perméabilité η_{ij} du matériau :

$$\Delta \eta_{ij} = \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_{ij} = r_{ijk} E_k \quad (2.16)$$

où r_{ijk} représente les coefficients électro-optiques et E_k est la $k^{\text{ième}}$ composante du champ électrique. Le tenseur électro-optique est caractéristique du groupe de symétrie du cristal concerné. Pour le niobate de lithium qui est un cristal non-centrosymétrique de classe trigonal (3m), le tenseur électro-optique s'écrit :

$$r_{ijk} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Les valeurs de r_{ijk} s'expriment en pm/V et suivent les règles de contraction des indices. Compte tenu des ordres de grandeur des éléments du tenseur, les modulations d'indices sont faibles selon les axes ordinaire et extraordinaire. On peut alors écrire :

$$\Delta n_e \simeq -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_3 \quad (2.18)$$

$$\Delta n_o \simeq -\frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E_3 \quad (2.19)$$

où E_3 est la composante du champ électrique selon l'axe ferroélectrique $\vec{c}$ (ou l'axe Z). Nous verrons toutefois que ces expressions ne décrivent pas de façon satisfaisante les observations faites expérimentalement en fonction de la polarisation ordinaire ou extraordinaire du vortex (voir chap. 4). Les mécanismes physiques de l'effet photoréfractif-photovoltaïque ayant été décrits, voyons maintenant la solution analytique à la propagation des vortex en milieu non linéaire.

2.3 Solution analytique des solitons en milieu photoréfractif

2.3.1 Equation non linéaire de Schrödinger

La propagation d'un soliton est possible si la non-linéarité associée au milieu compense exactement la diffraction. Dans ce cas l'onde qui se propage a un profil transverse invariant.

La solution soliton doit satisfaire l'équation de propagation de Schrödinger dans un milieu non linéaire (NLSE pour Non-Linear Schrödinger Equation). Cette équation d'onde, issue des équations de Maxwell, est formalisée, en approximation paraxiale, par :

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \pm \Delta n(u)u = 0 \quad (2.20)$$

où $u(x, y, z)$ est l'amplitude de l'onde électromagnétique représentant le faisceau optique dont l'intensité est définie comme $I = |u|^2$. z est selon la direction de propagation, (x, y) représentent les dimensions transverses, $\frac{\partial u}{\partial z}$ est le terme de propagation de l'onde, $\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$ représente la diffraction de l'onde, le signe $\pm$ traduit la nature focalisante ou défocalisante du milieu et l'expression Δn représente la variation d'indice induite par effet non linéaire (ici l'effet photoréfractif).

2.3.2 Solution (1+1)-D

Dans notre cas, la non-linéarité due au milieu photoréfractif est saturable. Des études ont démontré [197] que cette non-linéarité de type photoréfractive saturée peut être considérée comme analogue à celle d'un milieu Kerr dans le cas d'un faisceau unidimensionnel. La modulation d'indice Δn est alors donnée par :

$$\Delta n = \frac{I}{I_d + I} \quad (2.21)$$

où I est défini par $I = u^2$. La solution (1+1)-D de cette équation s'exprime sous forme semi-analytique [72]. Le modèle a alors été développé pour les solitons brillants en (1+1)-D par Christodoulides et Segev [83, 89], et donne une solution du système photoréfractif en suivant le raisonnement de type Kerr saturant.

Une autre solution analytique en milieu photoréfractif a été proposée par Kivshar *et al.* [198] en prenant comme équation de base la NLSE dont le comportement non linéaire du milieu est traduit par la fonction $\Delta n(u) = F(|u|^2) = F(I) = \frac{1}{2}(\alpha I^p - \beta I^{2p})$. Cette fonction représente par un développement limité en I^p la compétition des mécanismes non linéaires présents comme l'effet Kerr ou l'absorption à trois photons par exemple, les coefficients α et β étant positifs. La NLSE s'écrit alors en (1+1)-D :

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) \pm F(|u|^2)u = 0 \quad (2.22)$$

et dont la solution s'exprime :

$$u(\xi) = \Phi(\xi)e^{i\theta(\xi)} \quad (2.23)$$

où $\xi = x - \nu z$ et les fonctions réelles Φ et θ dépendent de l'intensité I de l'onde et de la vitesse ν [199].

2.3.3 Solution (2+1)-D

Cependant ces solutions analytiques en (1+1)-D ne peuvent pas être facilement étendues en (2+1)-D. En effet les solitons Kerr sont instables en (2+1)-D. La non-linéarité saturante dans le cas d'un effet photoréfractif présente des solutions stables en (2+1)-D mais des solutions analytiques pour la NLSE ne sont pas disponibles. La seule tentative de résolution analytique en (2+1)-D proposée jusqu'ici est la transformation de Madelung [200]. Ce système d'équations découle d'une analogie entre l'optique et la mécanique des fluides par la propagation d'une onde de la forme suivante :

$$\psi(\vec{r}_\perp, z) = \chi(r_\perp, z) \exp[\varphi(r_\perp, z)] \quad (2.24)$$

où $\vec{r}_\perp$ représente les coordonnées dans le plan transverse (x, y). La transformation de la NLSE conduit au couple d'équations :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial z} + \vec{\nabla} \cdot (\chi^2 \vec{\nabla} \varphi) = 0 \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{1}{2} (\vec{\nabla} \varphi^2)^2 = 1 - \chi^2 + \frac{\vec{\nabla}^2 \chi}{2\chi} \quad (2.26)$$

Ce système d'équation est équivalent à celui utilisé dans un système de conservation de masse et de moment dont la densité de fluide est exprimée par $\rho = \chi^2$ (ici χ ne représente pas comme en optique non linéaire la susceptibilité du milieu) et la vitesse $\vec{V} = \vec{\nabla} \varphi$, avec une pression effective $p = \rho/2$. Cette transformation de Madelung utilisée dans les superfluides présente des singularités et des défauts pour $\chi = 0$. Ces points sont appelés vortex et même solitons noirs. Lorsqu'il s'agit de trouver une solution stationnaire à ces vortex, celle-ci s'exprime en coordonnées polaire $(r_\perp, \theta, z)$ par :

$$\psi(r_\perp, \theta, z) = U(r_\perp) \exp(im\theta) \quad (2.27)$$

où m représente le *winding number* ou charge topologique du vortex. On peut remarquer ici l'analogie avec l'équation 2.1 . $U(r_\perp)$ satisfait alors l'équation :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r_\perp^2} + \frac{1}{r_\perp} \frac{\partial U}{\partial r_\perp} - \frac{m^2}{r_\perp^2} U + (1 - U^2)U = 0 \quad (2.28)$$

avec les conditions limites $U(0) = 0$ et $U(\infty) = 1$. La forme de $U(r_\perp)$ peut alors être établie sous la forme d'un développement limité de Taylor (où a est une constante) :

$$U(r_\perp) \sim \begin{cases} ar_\perp^{|m|} & \text{si } r_\perp \rightarrow 0 \\ 1 - \frac{m^2}{r_\perp^2} & \text{si } r_\perp \rightarrow \infty \end{cases} \quad (2.29)$$

Mais l'analogie entre l'optique et la mécanique n'est cependant pas exacte. Pour résoudre la propagation d'onde en (2+1)-D, Zozulya et al. ont développé en 1995 un modèle numérique en milieu photoréfractif. Ce modèle développé en régime établi puis en régime

dynamique donne une idée du comportement du vortex dans le milieu photoréfractif. Toutefois, il ne tient pas compte d'un certain nombre de caractéristiques du système d'équation régissant l'effet photoréfractif : l'anisotropie du milieu (ϵ n'est plus un scalaire), le transport des charges perpendiculairement à l'axe $\vec{c}$, la saturation des donneurs ionisés, l'influence d'une troisième dimension spatiale, la densité de donneurs et l'effet mémoire en milieu photoréfractif.

Ce modèle ne permet pas de comprendre les trajectoires complexes de solitons où encore de prendre en compte le dopage, bien qu'il décrive de manière satisfaisante le comportement général des ondes dans un milieu photoréfractif en (2+1)-D.

Le système de Kukhtarev étant impossible à résoudre analytiquement en (2+1)-D et les modèles existants étant trop restrictifs, nous nous sommes attachés à développer un nouveau modèle numérique original en (3+1)-D. Basé sur les équations de l'électrostatique, ce modèle permet de vérifier les comportements attendus et d'en prévoir de nouveaux. Il apporte un traitement tensoriel des équations en (3+1)-D, prend en compte de nouveaux paramètres et décrit parfaitement le comportement de solitons brillants [201] ou noirs (voir chap. 4) [202].

Chapitre 3

Etude des modèles numériques

Ce chapitre présente le développement de deux modèles numériques pour la propagation de vortex en milieu photoréfractif-photovoltaïque. Les équations du système de Kukhtarev sont développées puis le modèle de Zozulya et Anderson est ensuite traité dans les régimes stationnaire et dynamique en fonction du courant d'obscurité et de la taille du faisceau d'entrée. Les hypothèses de travail sont relatées et introduisent la nécessité d'un nouveau modèle (3+1)-D plus précis qui est confronté aux modèles antérieurs.

3.1 Introduction

La propagation d'un faisceau disposant de deux dimensions dans un milieu photoréfractif est problématique du fait des instabilités existantes selon les dimensions transverses. L'impossibilité d'obtenir une solution analytique complète en résulte (chap. 2 §2.3). Le seul modèle bi-dimensionnel utilisé jusqu'alors permettant de numériquement calculer les solutions à cette propagation a été développé par Zozulya et Anderson [79] à partir du modèle à transport de bandes de Kukhtarev [203]. Ce modèle permet de calculer le champ de charge d'espace $\vec{E}_{sc}$ induit par une intensité lumineuse I dans un milieu photoréfractif, ici sans champ appliqué. Le système d'équations est le suivant [72, 203] :

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = s(I + I_d)(N_D - N_D^+) - \gamma N_e N_D^+ \quad (3.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \{[\varepsilon] \vec{E}_{sc}\} = \rho \quad (3.2)$$

$$\rho = e(N_D^+ - N_A - N_e) \quad (3.3)$$

$$\vec{J} = e\mu N_e \vec{E}_{sc} + \mu k_B T \vec{\nabla} N_e + \beta_{ph}(N_D - N_D^+) I \cdot \vec{c} \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{J}. \quad (3.5)$$

où N_A , N_D , N_D^+ et N_e sont respectivement la densité totale d'accepteurs, de donneurs, de donneurs ionisés et d'électrons. I est l'intensité lumineuse, I_d est l'intensité dite d'obscurité avec $I_d = \beta/s$, où β est le taux de génération thermique des électrons et s est la section de photo-excitation. γ est la constante de recombinaison des électrons. $\vec{J}_d = \mu k_B T \vec{\nabla} N_e$ est la densité de courant de diffusion, où μ est la mobilité électrique, k_B est la constante de Boltzmann et T la température. e est la charge de l'électron, ρ est la densité de charge, β_{ph} est l'élément du tenseur photovoltaïque¹, et $[\varepsilon]$ est le tenseur diélectrique statique du cristal.

3.2 Résolution numérique du modèle de Zozulya et Anderson

Le modèle de Zozulya et Anderson découlant du système de Kukhtarev a été résolu en régime établi et dynamique. Il permet de prédire le comportement d'ondes électromagnétiques dans un milieu photoréfractif-photovoltaïque en circuit ouvert ou fermé (i.e avec ou sans tension appliquée). Ce modèle donne l'équation différentielle régissant l'évolution dans l'espace et le temps du potentiel électrostatique induit par la photo-ionisation puis le transport de charges libres. Le champ électrique de charge d'espace est déduit de ce potentiel. On rappelle que le champ de charge d'espace génère, par effet Pockels, une modulation d'indice dans le matériau considéré.

3.2.1 Hypothèses de travail

Le modèle est défini à l'aide de quelques hypothèses de travail :

- **composantes photovoltaïques transverses** : le tenseur photovoltaïque dispose d'une valeur importante selon l'axe $\vec{c}$. Les autres composantes transverses sont généralement négligées (voir chap. 2 § 2.2.2.3).

- **courant d'obscurité** : on rappelle que le courant d'obscurité, lié à la génération spontanée des électrons, est un paramètre très important qui influe significativement sur la dynamique des phénomènes non-linéaires. Dans le cas où $I_d \gg I$, l'effet photoréfractif devient négligeable. Bien que l'intensité d'obscurité inhérente au matériau étudié soit faible (de l'ordre de $\mu W/cm^2$), elle peut être artificiellement augmentée au moyen d'un éclairage d'appoint ou thermiquement par chauffage ou rayonnement infrarouge de façon homogène sur l'ensemble du matériau.

- **la densité d'accepteurs** : elle est considérée très grande devant la densité d'électrons libres ($N_A \gg N_e$). De plus le temps de génération des électrons est négligé devant

¹ β_{ph} peut être β_{31} ou β_{33} selon la polarisation de la lumière incidente [204].

l'évolution temporelle de la densité de charge d'espace, $\left(\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = 0\right)$.

- $[\epsilon]$: le caractère tensoriel de la permittivité du milieu $[\epsilon]$ est négligé, $[\epsilon] \simeq \epsilon$.

On pose alors quelques valeurs caractéristiques :

- **le temps de recombinaison** : $\frac{\gamma}{s} \ll \tau_d$, le temps de réponse diélectrique égal à $\tau_d = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{e \mu N_e}$.

- **le temps de relaxation diélectrique** : $T_d = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{e \mu} \frac{\gamma N_A}{\beta(N_D - N_A)} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{e \mu} \frac{\gamma N_A}{s I_d (N_D - N_A)}$.

Considérant que la densité d'accepteurs est équivalente à la densité de donneurs ionisés² puisque le matériau est globalement neutre ($\rho = 0$) et que la densité d'électrons N_e est faible, alors $N_D^+ \simeq N_A$. Nous rappelons également ici que l'intensité totale est la somme de l'intensité de l'onde électromagnétique et de l'intensité d'obscurité $I_t = I + I_d = I + \frac{\beta}{s}$. Etant donné que le paramètre I_d est constant, on peut alors écrire que $\vec{\nabla} I_t = \vec{\nabla} I$.

A cela nous pouvons rajouter les paramètres du matériau dans le tableau 3.1. Ici la

Paramètre	valeur
Indice ordinaire LiNbO ₃ (n_o) @ 473 nm	2,3593
Indice extraordinaire LiNbO ₃ (n_e) @ 473 nm	2,2647
Densité d'accepteurs (N_A)	$5 \times 10^{22} / \text{m}^3$
Rapport N_D / N_A	1,1
Section de photo-ionisation s	$3,3 \times 10^{-6} \text{ m}^2 / \text{s} / \text{W}$
Taux de recombinaison des électrons γ	$1,65 \times 10^{-14} \text{ m}^3 / \text{s}$
Longueur d'onde λ	473 nm
Mobilité des électrons libres μ	$0,74 \times 10^{-4} \text{ m}^2 / \text{V} / \text{s}$
Charge de l'électron e	$1,9 \times 10^{-19} \text{ C}$
Longueur du cristal L	0,009 m
Température T	293 ° K
Célérité c	$3 \times 10^8 \text{ m} / \text{s}$
Constante de Boltzmann k_B	$1,38 \times 10^{-23} \text{ J} / \text{K}$
Champ photovoltaïque (E_{ph})	$-7,7 \times 10^{-6} \text{ V} / \text{m}$
Permittivité du vide ϵ_0	$\frac{10^{-9}}{36\pi} \text{ F} / \text{m}$
Permittivité du milieu	
ϵ_x	$85 \times \epsilon_0$
ϵ_y	$29 \times \epsilon_0$
ϵ_z	$85 \times \epsilon_0$

FIG. 3.1 – Paramètres du niobate de lithium pris en compte.

²Cette hypothèse n'est valable que dans le cas de matériaux dopés. Dans le cas de matériaux non dopés, la saturation de donneurs ionisés à l'origine de la déflexion du soliton brillant [201, 205] ne peut pas être mise en évidence.

section efficace de photo-excitation, dépendante à la fois de la stœchiométrie du cristal, du dopage éventuel (fer, erbium,...), et de la longueur d'onde du faisceau incident, est approximée. Ne connaissant pas le coefficient d'absorption de l'échantillon dont nous disposons, la valeur exacte de la section efficace est inconnue. Toutefois et vu que ce paramètre n'induit qu'une dépendance temporelle mais n'affecte pas les phénomènes physiques mis en jeu, nous avons utilisé une valeur sûre assez faible de $3, 3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s/W @ 633 nm}$ [204]. Nous pouvons estimer que cette valeur serait 100 à 200 fois plus faible qu'à 473 nm. Toutefois l'absence dans la littérature de données à cette longueur d'onde ne permet pas de définir une valeur exacte pour ce paramètre du milieu non linéaire.

3.2.2 Développement des équations

En combinant la loi de Poisson (Eq. 3.2), l'équation de conduction (Eq. 3.4) et la conservation de la charge totale du système (Eq. 3.5), nous obtenons l'équation suivante :

$$-\epsilon \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_{sc}) = e\mu \vec{\nabla} (N_e \vec{E}_{sc}) + \mu k_B T \Delta N_e + \beta_{ph} (N_D - N_A) \vec{\nabla} I \cdot \vec{c} \quad (3.6)$$

De plus compte tenu des hypothèses faites, l'équation 3.1 peut se réécrire :

$$N_e = \frac{s I_t (N_D - N_A)}{\gamma N_A} \quad (3.7)$$

Ici, le courant photovoltaïque ne dépend que de I , intensité de l'onde électromagnétique dans ce modèle. L'équation 3.7 nous permet d'en déduire que $\vec{\nabla} N_e = \frac{s(N_D - N_A)}{\gamma N_A} \vec{\nabla} I$. En introduisant le temps de relaxation diélectrique T_d^3 et le champ photovoltaïque défini par $\vec{E}_{ph} = \beta_{ph} \frac{\gamma N_A}{e\mu s} \cdot \vec{c}$, on peut alors réécrire l'équation 3.6 de la manière suivante :

$$-T_d I_d \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_{sc}) = \vec{\nabla} (I_t \vec{E}_{sc}) + \frac{k_B T}{e} \Delta I + E_{ph} \vec{\nabla} I \cdot \vec{c} \quad (3.8)$$

Cette équation devient pour le potentiel⁴ :

$$T_d I_d \frac{\partial}{\partial t} (\Delta V) = -\vec{\nabla} (I_t \vec{\nabla} V) + \frac{k_B T}{e} \Delta I + E_{ph} \vec{\nabla} I \cdot \vec{c} \quad (3.9)$$

Cette dernière équation est habituellement utilisée dans la résolution du potentiel électrostatique dans la plupart des modèles numériques existants.

³Ce temps est estimé ici à $T_d = 4 \times 10^8 / I_d$. Soit pour une valeur typique de I_d de quelques $\mu\text{W}/\text{cm}^2$, $T_d \sim 4 \times 10^7 \text{ s}$. Cette valeur, bien que très approximative donne un ordre de grandeur du temps caractéristique des phénomènes observés. En outre en cas d'une section de photo-excitation s plus importante, alors T_d devient plus faible.

⁴On rappelle qu'un champ électrique $\vec{E}$ est lié au potentiel par $\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} V = -\vec{\nabla} V$ et $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} V) = -\Delta V$.

3.2.3 Cas du régime stationnaire

Dans le cas d'un régime stationnaire, la densité de charge est constante, $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ alors $\frac{\partial}{\partial t}(\Delta V) = 0$. Ainsi l'équation régissant le potentiel en régime établi s'écrit :

$$0 = -I_t \Delta V - \vec{\nabla} V \cdot \vec{\nabla} I + \frac{k_B T}{e} \Delta I + E_{ph} \vec{\nabla} I \cdot \vec{c} \quad (3.10)$$

En posant $f = \ln(I_t)$ alors $\vec{\nabla} f = \frac{\vec{\nabla} I}{I_t}$. Ainsi $\Delta f = \frac{\Delta I}{I_t} - \left(\frac{\vec{\nabla} I}{I_t}\right)^2$ menant à $\frac{\Delta I}{I_t} = \Delta f + \left(\frac{\vec{\nabla} I}{I_t}\right)^2 = \Delta f + (\vec{\nabla} f)^2$. L'expression de l'équation du potentiel se simplifie :

$$\Delta V + \vec{\nabla} f \cdot \vec{\nabla} V = E_{ph} \vec{\nabla} f \cdot \vec{c} + \frac{k_B T}{e} (\Delta f + (\vec{\nabla} f)^2) \quad (3.11)$$

3.2.3.1 Résolution du potentiel par la méthode des différences finies

L'équation 3.11 est ici résolue par la méthode des différences finies. Cette méthode permet de définir les dérivées partielles dans le plan transverse s'appliquant sur la fonction potentiel V sous la forme d'opérateurs. Ainsi en un point M de coordonnées (i,j) dans le plan transverse du milieu photoréfractif, le potentiel en ce point s'exprime par $V(M) = V(i, j)$. La dérivée selon la dimension transverse x_i en ce point est définie par :

$$\frac{\partial V}{\partial x_i} = \frac{V(i+1, j) - V(i-1, j)}{2\Delta x_i} \quad (3.12)$$

et la dérivée seconde est définie par :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x_i^2} = \frac{V(i+1, j) + V(i-1, j) - 2V(i, j)}{\Delta x_i^2} \quad (3.13)$$

Le laplacien s'exprime alors suivant la formule :

$$\Delta V(i, j) = \frac{V(i+1, j) + V(i-1, j) + V(i, j+1) + V(i, j-1) - 4V(i, j)}{\Delta x^2} \quad (3.14)$$

L'équation 3.11 peut alors s'exprimer sous forme matricielle⁵ $AV = B$ où $A \equiv \Delta + \vec{\nabla} f \cdot \vec{\nabla}$ est l'opérateur regroupant les différentes dérivations spatiales appliquées au potentiel V , et le second membre $B = E_{ph} \vec{\nabla} f \cdot \vec{c} + \frac{k_B T}{e} (\Delta f + (\vec{\nabla} f)^2)$ regroupe la contribution de la diffusion thermique et du champ photovoltaïque. La solution de cette équation est obtenue par la résolution de l'expression :

$$V = A^{-1}B \quad (3.15)$$

Le champ de charge d'espace et la modulation d'indice induite par effet Pockels associés à ce potentiel peuvent être déduits.

⁵Pour un échantillonnage dans le plan transverse de $N \times M$ points, la matrice A est une matrice de $(N \times M)^2$ éléments, V et B sont mis sous la forme de vecteurs colonnes de $N \times M$ éléments.

3.2.3.2 Evolution du vortex en fonction du rapport I/I_d en polarisation extraordinaire

Le régime établi définit la limite stationnaire de l'évolution d'un faisceau en milieu non-linéaire. Les études classiques sont ici réalisées. Elles portent sur l'évolution du vortex en milieu photoréfractif en fonction de l'intensité d'obscurité et de la taille du waist.

La présentation de l'évolution du vortex est d'abord effectuée en fonction du rapport $r = I/I_d$. Segev *et al.* [83] ont montré que cette étude s'apparente à l'étude temporelle en (1+1)-D. La figure 3.2-a [105] présente l'évolution de la taille du soliton noir en régime temporel. Un soliton noir est possible en régime transitoire pour $r = 0.2$. Cette courbe possède un comportement analogue avec l'évolution de r pour une intensité I élevée (Fig. 3.2-b). Sur cette dernière figure est montrée l'évolution du cœur d'un soliton noir. Elle montre qu'il existe une gamme de valeurs permettant d'obtenir un soliton (r proche de 1).

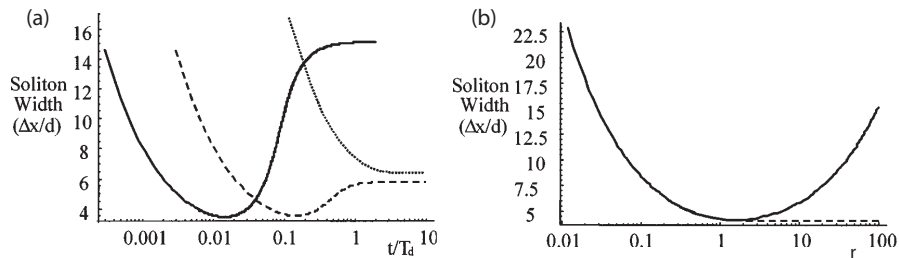


FIG. 3.2 – Analogie entre (a) la largeur du soliton (FWHM) comme fonction du temps (t/T_d) pour $r = 0.2$ (pointillés), $r = 10$ (tirets), $r = 100$ (trait plein), et (b) la largeur du soliton (FWHM) comme une fonction de $r = I/I_d$ en régime établi (trait plein) et quasi-établi (tiret) dans LiNbO_3 [82].

Les résultats que nous présentons sont valables pour la propagation d'un vortex en milieu photoréfractif dans la configuration standard. A cet effet, les paramètres utilisés sont les suivants : le faisceau vortex a une puissance de $200 \mu\text{W}$, il est doté d'une charge topologique $m = 1$, et a un rayon $w_0 = 13 \mu\text{m}$ (HWHM) pour la création de guides monomodes, de petites dimensions. Enfin ce faisceau polarisé extraordinairement est étudié pour une propagation selon l'axe cristallographique Y dans un cristal de niobate de lithium dopé fer de 9 mm de long (une représentation des cas possibles est inventoriée p. 70). On rappelle que dans cette configuration la modulation est donnée par l'équation :

$$\Delta n_e \simeq -\frac{1}{2}n_e^3 r_{33} E_Z \quad (3.16)$$

L'évolution du vortex en fonction du rapport r , variant de $1/32$ à 32 , est présentée sur la figure 3.3.

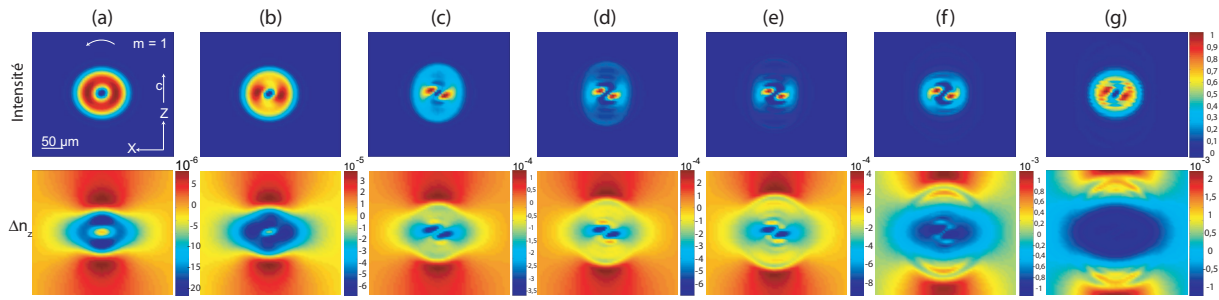


FIG. 3.3 – Distribution d'intensité d'un vortex de charge $m = 1$ polarisé extraordinairement et de la modulation d'indice créée en régime établi en sortie du LiNbO_3 pour différentes valeurs du rapport $r = I/I_d$ (a) $1/32$, (b) $1/8$, (c) $1/2$, (d) 1 , (e) 2 , (f) 8 , (g) 32 .

En premier lieu, le nombre d'électrons générés sur l'ensemble du cristal est grande en comparaison de celle créée par le vortex ($I_d \gg I$). Dans ce cas (Fig. 3.3-(a,b)), l'effet photoréfractif induit une modulation d'indice trop faible pour obtenir la formation d'un soliton. Lorsque r augmente, l'effet photoréfractif devient significatif et conduit à ce qui semble être la formation de deux “solitons” brillants de part et d'autre de la singularité (Fig. 3.3-(c-f)). Cela est dû au motif de la modulation d'indice qui laisse apparaître des zones de faibles indices anti-guidantes sur l'axe vertical qui font fuir la lumière sur les cotés. Le vortex crée un motif en forme de “S”. Ce motif et l'interaction vortex/milieu photoréfractif seront explicités par la suite (voir chap. 4).

Ainsi lorsque r augmente, le vortex s'approche de ce qui a été appelé “vortex stripe” [206], qui constitue le début d'un régime dislocatif (Fig. 3.3-e).

On remarque alors que pour $I \gg I_d$, la modulation d'indice devient très importante ($\Delta n \sim 10^{-3}$). Cependant la zone centrale de modulation d'indice tend à devenir uniforme, en raison d'une saturation du champ de charge d'espace E_{sc} et recouvre toute la zone éclairée par le faisceau (Fig. 3.3-g). En conséquence l'inscription d'un guide par le cœur du vortex devient impossible.

3.2.3.3 Evolution en fonction du rapport I/I_d en polarisation ordinaire

Il est intéressant de comparer la configuration standard présentée dans le paragraphe précédent à celle rarement étudiée d'un faisceau polarisé ordinairement afin d'analyser le comportement du vortex dans cette configuration. En effet, le coefficient du tenseur électro-optique en polarisation ordinaire est plus faible ($r_{13} \simeq r_{33}/3$, voir § 3.9). On peut voir sur la figure 3.4 que la modulation d'indice est moins importante. Toutefois, on constate que l'augmentation de l'intensité du vortex injectée dans le cristal par rapport à l'intensité de fond mène aussi à la création de lobes d'intensité lumineuse plus forte. Par contre le régime dislocatif n'est pas atteint (Fig. 3.4-(b-e)) pour les valeurs de r proches de 1. Il est donc ici possible de créer un guide. L'évolution de r s'oriente alors

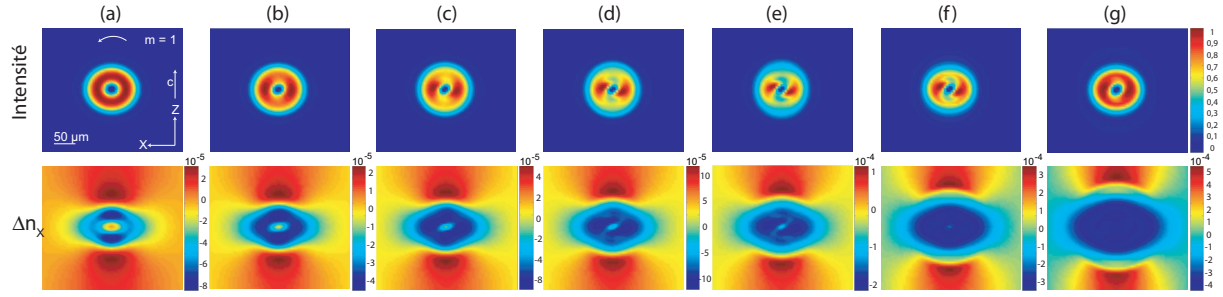


FIG. 3.4 – Propagation d'un vortex de charge $m = 1$ polarisé ordinairement de la modulation d'indice créée en régime établi pour différentes valeurs du rapport I/I_d (a) $1/32$, (b) $1/8$, (c) $1/2$, (d) 1 , (e) 2 , (f) 8 , (g) 32 .

vers un régime sans déformation du faisceau de sortie où la modulation d'indice maximale induite est moindre ($\Delta n \simeq 10^{-4}$) (Fig. 3.4-g). Le comportement est alors analogue au cas extraordinaire où le vortex n'est plus perturbé par la modulation d'indice saturée à l'endroit de l'illumination.

Bien que ce modèle donne une idée approximative du comportement d'un vortex dans un milieu photoréfractif, quelques objections quant à sa validité peuvent être émises. En effet ce modèle donnant une solution en régime établi pour les différentes variables du système ne tient pas compte de l'effet mémoire du matériau. Or cet effet joue un rôle prépondérant dans la dynamique des phénomènes étudiés. Nous verrons par la suite qu'expérimentalement une diffraction importante du faisceau le long de l'axe $\vec{c}$ est observée. Ce phénomène n'est ici pas mis en évidence. Aussi il s'avère nécessaire d'intégrer l'aspect temporel du phénomène.

3.2.4 Cas du régime dynamique

3.2.4.1 Résolution du potentiel par la méthode des différences finies

Tout d'abord le régime dynamique est résolu comme le modèle en régime établi par la méthode des différences finies. Revenons à l'équation 3.9 :

$$T_d I_d \frac{\partial}{\partial t} (\Delta V) = -\vec{\nabla} (I_t \vec{\nabla} V) + \frac{k_B T}{e} \Delta I + E_{ph} \vec{\nabla} I \cdot \vec{c}$$

Cette équation devient par permutation des opérateurs spatiaux et temporels et en intégrant les variables définis précédemment :

$$\frac{T_d I_d}{I_t} \Delta \left(\frac{\partial V}{\partial t} \right) = -\Delta V - \vec{\nabla} f \cdot \vec{\nabla} V + E_{ph} \vec{\nabla} f \cdot \vec{c} + \frac{k_B T}{e} \left(\Delta f + (\vec{\nabla} f)^2 \right) \quad (3.17)$$

En posant $C \equiv \frac{T_d I_d}{I_t} \Delta$ qui est un opérateur de dérivation spatial, elle peut alors être résumée à :

$$C \frac{\partial V}{\partial t} + AV = B \quad (3.18)$$

où A et B restent les opérateurs de dérivation spatiale précédemment définis. Sachant que la dérivée partielle temporelle du potentiel V au point M de coordonnées (i,j) est donnée par :

$$\frac{\partial V(i, j)}{\partial t} = \frac{V(i, j, t+1) - V(i, j, t)}{\Delta t}, \quad (3.19)$$

la résolution de l'équation dans le cas dynamique peut se faire de deux manières différentes :

- soit de manière explicite :

$$C \frac{V^{t+1} - V^t}{\Delta t} + AV^t = B \quad (3.20)$$

d'où

$$V^{t+1} = C^{-1} \cdot (B\Delta t + (C - A\Delta t)V^t) \quad (3.21)$$

Cette méthode présente une grande sensibilité par rapport au pas d'échantillonnage temporel. En effet le choix d'un pas trop grand conduit à des artefacts numériques. Ceci impose de prendre Δt très petit et nécessite un grand nombre d'itérations pour atteindre le régime établi d'où un long temps de calcul (plusieurs heures).

- soit de manière implicite :

$$C \frac{V^{t+1} - V^t}{\Delta t} + AV^{t+1} = B \quad (3.22)$$

d'où

$$V^{t+1} = (C + A\Delta t)^{-1} (B\Delta t + CV^t) \quad (3.23)$$

A l'inverse cette méthode est beaucoup moins sensible à Δt et autorise un pas temporel donnant un temps de calcul raisonnable.

Le modèle dynamique est présenté de manière à comprendre l'impact de l'effet mémoire sur la propagation d'un vortex en milieu photoréfractif. Afin de se conformer aux paramètres expérimentaux, nous imposons ici un rapport $r = I/I_d = 260$. Les autres paramètres sont identiques à ceux développés en régime établi.

3.2.4.2 Evolution temporelle pour un rapport $I/I_d = 260$

La figure 3.5 présente la dynamique d'évolution du vortex pour $r = 260$. Au début du processus (Fig. 3.5-b), le vortex est légèrement perturbé par la faible modulation d'indice inscrite dans le matériau : la rotation du vortex conduit à la formation de deux lobes

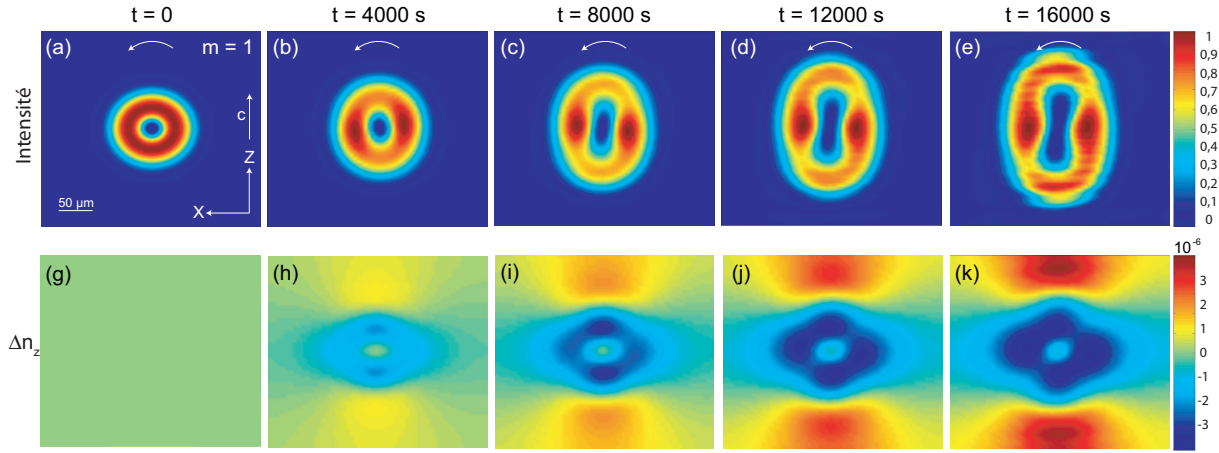


FIG. 3.5 – Evolution de la distribution d'intensité d'un vortex de charge $m = 1$ en sortie d'un cristal de 9 mm de LiNbO_3 de $t = 0$ s (a) à $t = 16000$ secondes (e), et modulations d'indice respectives (g-k).

lumineux de part et d'autre du cœur comme dans le modèle en régime établi. De plus les zones d'indice plus fort le long de l'axe $\vec{c}$ sont présentes (Fig. 3.5-(c,d)). Dans ce cas le régime établi n'est pas accessible par le modèle car des problèmes numériques apparaissent lorsque la taille du faisceau atteint les dimensions de la fenêtre de calcul. Des effets de bords sont d'ailleurs visibles (Fig. 3.5-e). Toutefois on peut observer l'influence de l'effet mémoire du matériau. En effet sur la figure 3.5-e et 3.5-k, bien que le faisceau ait une diffraction importante, le profil d'indice inscrit est relativement homogène et présente une zone guidante en son centre. Ces simulations sont réalisées pour un temps estimé de 16000 secondes compte tenu de la valeur calculée de T_d (voir note 3 p. 52).

3.2.4.3 Evolution en fonction du rapport I/I_d

Cette résolution numérique est ensuite appliquée à la variation du rapport r afin d'évaluer le gain d'un traitement dynamique du modèle de Zozulya par rapport au modèle statique. Afin de comparer les résultats pour différentes valeurs de r , nous présentons sur la figure 3.6 l'allure du vortex après un temps d'interaction important et constant de $t = 800 \times 10^{-5} \times T_d = 320000$ s ou 88,89 heures. Cette échelle temporelle permet de présenter des résultats significatifs et comparables.

Lorsque r est faible (Fig. 3.6-(a-c)), la modulation d'indice ne perturbe pas de façon significative la propagation du vortex pour le temps choisi. Si r est plus fort alors les phénomènes décrits dans les paragraphes précédents sont visibles. On peut toutefois signaler qu'après un temps suffisamment long selon la valeur de r , les comportements dynamiques sont analogues avec des échelles de temps caractéristiques différent. En effet si le rapport r est multiplié par 4 alors le temps nécessaire pour obtenir le même profil est divisé par 4 (Fig. 3.7-(a-b)). Cette dernière figure semble montrer que le rapport I/I_d n'influe que

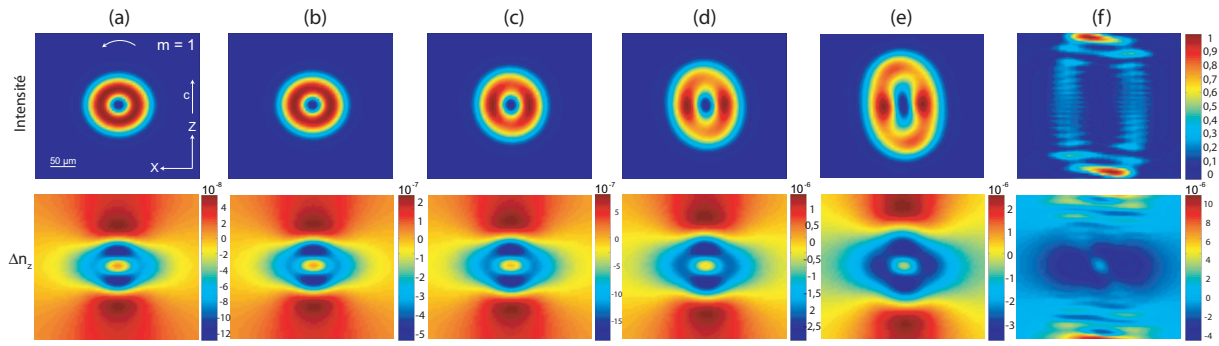


FIG. 3.6 – Evolution en fonction de la puissance de l'intensité d'obscurité pour un vortex de charge $m = 1$ polarisé extraordinairement de la modulation d'indice après un temps de 320000 s en régime dynamique pour différentes valeurs du rapport $r = I/I_d$ (a) 1/32, (b) 1/8, (c) 1/2, (d) 1, (e) 2, (f) 8.

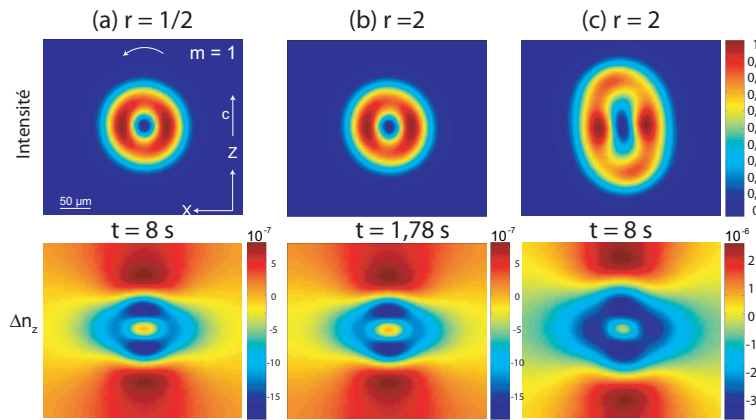


FIG. 3.7 – Comparaison dynamique pour deux valeurs du rapport $r = I/I_d$, (a) $r = 1/2$ à $t = 320000$ s, (b) $r = 2$ à $t = 71200$ s et (c) $r = 2$ à $t = 320000$ s, et les modulations d'indices respectives.

sur le temps caractéristique du phénomène non linéaire. Ces résultats tendent à montrer qu'aucun régime établi ne peut-être atteint.

3.2.4.4 Evolution en fonction du waist pour un rapport $I/I_d = 16$

Il est également intéressant d'étudier un autre paramètre accessible expérimentalement : la taille du faisceau vortex injecté. Dans le but de potentielles applications, il est idéal de disposer de faisceaux optiques de petites tailles afin de créer des guides monomodes dans le matériau. Dans cette optique, nous étudions ici des faisceaux allant de 13 à 30 μm de rayon pour une intensité d'obscurité telle que $r = 1/16$. L'espace mémoire pour résoudre numériquement l'équation 3.23 limite l'échantillonnage des plans transverses à 64×64 pixels. Se pose alors le problème du choix du pas d'échantillonnage spatial et de la taille de la fenêtre de calcul. A cause des effets de bords, la fenêtre doit être assez grande

par rapport au faisceau mais celui-ci doit être suffisamment échantillonné pour définir correctement le profil et la singularité de phase du vortex. Il faut donc trouver un compromis pour résoudre l'équation. La limitation de l'échantillonnage ne permet également d'analyser qu'un faible domaine temporel ($t = 2800$ secondes).

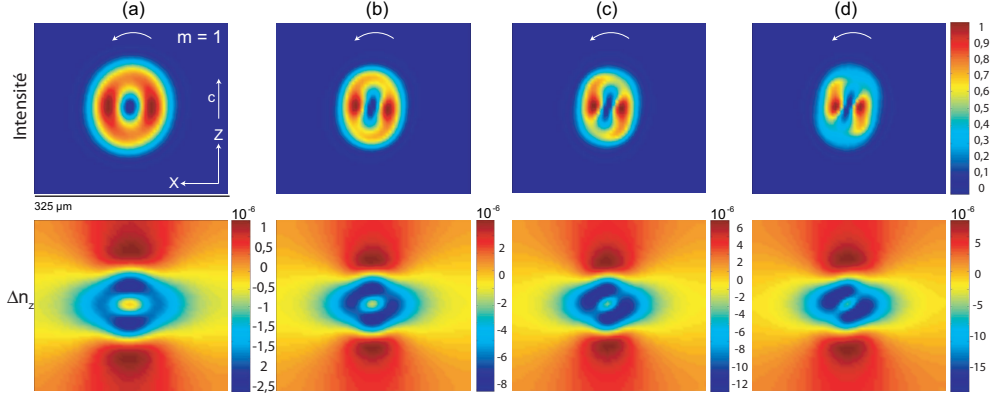


FIG. 3.8 – Evolution en sortie du milieu du vortex en fonction du rayon du faisceau d'entrée, (a) $13 \mu\text{m}$, (b) $20 \mu\text{m}$, (c) $25 \mu\text{m}$, (d) $30 \mu\text{m}$ pour un rapport $I/I_d=16$ pour un temps de 2800 s.

Sur la figure 3.8, nous pouvons évaluer l'incidence de la largeur du faisceau injecté dans le modèle de Zozulya. Pour un rayon faible, la diffraction est importante et il est difficile de confiner le cœur du vortex avant d'atteindre un régime de dislocation (Fig. 3.8-a). L'augmentation de la taille du vortex en entrée du cristal a pour effet de diminuer le nombre de longueur de diffraction, donnée par la relation $z_R = kw_0^2/2$ ($z_R = 2,5 \text{ mm}$ pour un faisceau de $13 \mu\text{m}$ de rayon) (Fig. 3.8-(b-d)). L'effet non-linéaire met donc plus de temps à se mettre en place puisque l'intensité lumineuse est bien plus faible en entrée du cristal du fait de l'augmentation de la surface éclairée. Toutefois comme le nombre de longueur de diffraction devient plus faible, la modulation d'indice nécessaire pour autofocaliser le faisceau devient plus faible puisque la variation de l'intensité lumineuse au cours de la propagation est moins importante (Fig. 3.8-c). Ainsi il est plus facile de contrecarrer la diffraction par l'effet non linéaire, la lumière se disperse moins et s'est plus accumulée sur les cotés pour un rayon de $30 \mu\text{m}$ que pour $13 \mu\text{m}$ (Fig. 3.8-(a,e)). La singularité s'est aussi beaucoup plus allongée et autofocalisée selon l'axe X et la modulation d'indice montre une zone centrale d'indice important entourée de zones anti-guidantes. Une augmentation du rayon du faisceau peut donc permettre, sous certaines conditions de créer un soliton $(2+1)$ -D comme il a été remarqué dans les simulations précédentes.

A ce stade de notre étude du modèle de Zozulya, il semble toutefois que nous atteignons la limite de son utilisation puisqu'il semble ici impossible vu la limitation de l'échantillonnage d'identifier si l'évolution du faisceau est due à la propagation du vortex en milieu photoréfractif ou à la limitation de l'échantillonnage (notamment autour de la singularité de la figure 3.8-e). De plus ici le potentiel est calculé plan par plan sans tenir compte de l'influence des charges de part et d'autre du plan transverse où on calcule le potentiel V . La méthode est donc longue, les conditions aux limites sont très exigeantes,

ϵ n'est pas un scalaire, les paramètres du cristal n'influent que sur le temps caractéristique T_d et le dopage n'est pas pris en compte. En outre la méthode de calcul que nous utilisons pour le modèle de Zozulya n'est donc pas adaptée pour expliquer correctement le comportement du vortex.

Il est clair ici qu'un nouveau modèle est nécessaire. Il nous permettrait d'éviter des temps de calcul longs, d'améliorer la résolution spatiale du vortex, de faire évoluer le nombre de donneurs ionisés, de prendre ϵ comme un tenseur, et de calculer l'influence des charges en trois dimensions de façon aisée numériquement.

3.3 Nouveau modèle dynamique (3+1)-D : résolution par l'équation classique de l'électrostatique

3.3.1 Développement du modèle (3+1)-D

Pour ce modèle numérique, nous reprenons le système de Kukhtarev avec l'hypothèse que $\left(\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = 0\right)$. Nous établissons donc le système d'équations suivant :

$$\tilde{N}_e = \frac{\xi(I + I_d)(\tilde{N}_D - \tilde{N}_D^+)}{\tilde{N}_D^+} \quad (3.24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = & -\mu \left\{ \vec{\nabla}[\tilde{N}_e] \cdot \vec{E} + \tilde{N}_e \vec{\nabla} \cdot \vec{E} + \frac{k_B T}{e} \Delta \tilde{N}_e \right. \\ & \left. + \xi E_{ph} \vec{\nabla}[(\tilde{N}_D - \tilde{N}_D^+)I] \vec{c} \right\} \end{aligned} \quad (3.25)$$

$$\tilde{N}_D^+ = 1 + \tilde{\rho} \quad (3.26)$$

Dans ces équations, $\tilde{N}_e$, $\tilde{N}_D$ and $\tilde{N}_D^+$ sont les densités d'électrons, de donneurs et de donneurs ionisés normalisés par rapport à N_A , $\tilde{\rho}$ est la densité de charges normalisée par rapport à eN_A ⁶, $\xi = \frac{s}{\gamma N_A}$ et $E_{ph} = \frac{\beta_{ph} \gamma N_A}{e \mu s}$ est le champ photovoltaïque. Dans ces équations, nous tenons donc compte de la variation de N_D^+ et le courant photovoltaïque dépend de I , N_D^+ et N_D .

Dans ce nouveau modèle, nous ne résolvons pas l'évolution du potentiel, mais à partir de l'équation 3.25 l'évolution de la densité de charges dans le matériau au cours du temps par une méthode itérative à partir des conditions initiales pour les différents paramètres du matériau et de l'intensité du faisceau. Nous résolvons également l'évolution temporelle de la densité de donneurs ionisés et d'électrons via les équations 3.26 et 3.24.

⁶Le choix de la normalisation s'explique par une comparaison plus aisée des ordres de grandeur des différentes variables.

Le champ de charge d'espace induit en tout point du cristal par cette nouvelle distribution de charges est calculée à partir de l'équation classique de l'électrostatique donnant le champ créé en un point $M(\vec{r})$ du cristal par une distribution volumique de charge $\rho(\vec{r}')$ au point $N(\vec{r}')$ tel que :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi[\varepsilon]} \int \int \int_V \rho(\vec{r}') \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV \quad (3.27)$$

L'intégration se fait sur le volume du cristal. Cette équation est résolue au moyen d'une transformée de Fourier numérique à 3 dimensions permettant ainsi de calculer toutes les composantes du champ électrostatique. La modulation d'indice induite par effet Pockels dans le cristal est ensuite calculée. Puis l'onde est propagée dans le milieu perturbé par une méthode de Split Step Fourier, donnant ainsi la nouvelle répartition de l'intensité dans le volume du cristal. La méthode est répétée jusqu'à un temps donné.

3.3.2 Hypothèses de travail

Cette résolution par la voie électrostatique offre de nombreux avantages par rapport au modèle présenté auparavant. Ils sont résumés dans le tableau 3.9.

Paramètre	Zozulya statique	Zozulya dynamique	Nouveau modèle dynamique
Résolution de V	oui	oui	non
Résolution de ρ , N_e , N_D^+	non	non	oui
Résolution temporelle	non	oui	oui
Dopage (N_D/N_A)	non	non	oui
Diffusion	oui	oui	oui
Permittivité du milieu	scalaire	scalaire	tensorielle
Echantillonnage (dx,dy,dz,dt)	64,64,16,1	64,64,32,10	128,128,64,50
Temps de calcul	~ 1 min	~ 2 h	~ 5 mins

FIG. 3.9 – Tableau comparatif des modèles numériques en milieu photoréfractif.

La méthode itérative pour résoudre l'évolution dans le temps de ρ et le calcul de $\vec{E}$ correspondant par FFT étant moins gourmands en terme d'espace mémoire, un échantillonnage plus fin du volume est possible. Cela autorise une fenêtre de calcul plus étendue tout en conservant une bonne résolution spatiale de la singularité et de la phase associée. Nous pouvons ainsi prolonger le temps de calcul au-delà du temps au bout duquel les effets de bords apparaissent dans le modèle de Zozulya dynamique. La permittivité du milieu ϵ peut être traitée comme un tenseur et non plus comme un scalaire et l'influence de divers paramètres considérés comme fixes ou non pris en compte auparavant peuvent être étudiés. Ainsi la variation de la densité de donneurs ionisés est prise en compte. Dans le modèle de Zozulya, N_D et N_A n'interviennent que dans le temps caractéristique T_d

et dans le champ photovoltaïque E_{ph} . Ici nous utilisons le rapport N_D/N_A afin de faire intervenir le dopage du milieu. Dans notre cas, le dopage fer est caractérisé par un rapport $N_D/N_A = 1, 1$.

En somme ces différents paramètres sont ajustables en fonction du matériau étudié. Ils permettent d'avoir une modélisation en 3D temporelle plus précise et en meilleur accord avec les expériences que nous montrerons dans la suite du manuscrit. Nous pouvons dès lors étudié les différences entre ce nouveau modèle et celui de Zozulya et Anderson en régime dynamique.

3.3.3 Evolution dynamique pour le rapport $I/I_d = 260$

La figure 3.10 présente les résultats numériques du nouveau modèle dynamique pour $r = 260$ pour des paramètres identiques à ceux utilisés pour les résultats présentés sur la figure 3.5. La dynamique du vortex présente des différences notoires avec ce modèle. La modulation d'indice Δn et les temps caractéristiques sont différents. Pour le vortex, le profil de cœur devient fortement elliptique (Fig. 3.10-(b-e)) et les lobes de surintensité sont plus contrastés. En outre le régime dislocatif lié aux effets de bords n'est pas atteint.

Quant à la modulation d'indice, la saturation présente dans le modèle précédent n'est pas observée et son amplitude est ici plus faible et montre un profil plus détaillé (Fig. 3.10-k). Il est à noter que pour des profils d'intensité identiques pour les deux modèles, les temps simulés sont très différents, ce qui signifie que la dynamique est différente. Alors que pour le modèle de Zozulya, nous nous arrêtons à $t = 16000$ s, pour le nouveau modèle dynamique, $t = 0,2$ s. L'intervalle de temps entre chaque itération de calcul n'est plus ici que de 5 ms au lieu de 1600 s. Comme nous le verrons par la suite, cette dynamique plus rapide, les profils et le temps d'écriture décrits par la figure (Fig. 3.10) semblent plus conformes aux expériences réalisées

3.3.4 Influence de divers paramètres dans le nouveau modèle (3+1)-D

3.3.4.1 Influence du rapport I/I_d

De la même manière que pour le modèle statique et dynamique de Zozulya, il est intéressant de résoudre le comportement du vortex en fonction de $r = I/I_d$. Pour les mêmes conditions que précédemment et pour un temps $t = 0,25$ secondes (et non $t = 16000$ secondes dans le modèle statique), le faisceau a déjà fortement diffracté. Ainsi les valeurs de r sans régime dislocatif après $t = 0,25$ secondes sont plus faibles. La figure 3.11 montre à nouveau que le rapport I/I_d peut-être vu comme une analogie avec la

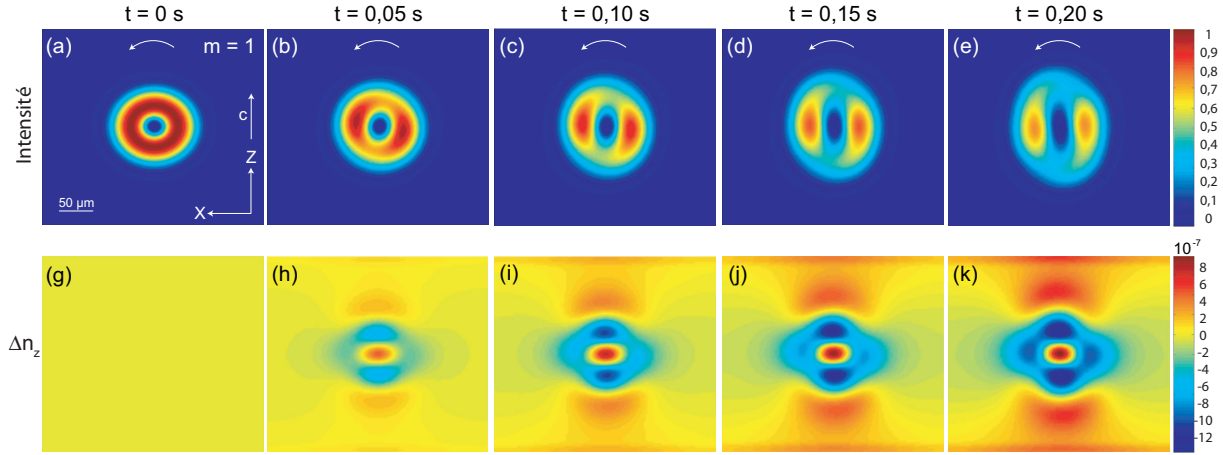


FIG. 3.10 – Evolution de la distribution d'intensité en sortie du cristal d'un vortex de charge $m = 1$ en polarisation extraordinaire et se propageant selon l'axe Y de $t = 0$ s (a) à $t = 0,2$ s (e) et les distributions d'indice correspondantes (g-k). La flèche indique le sens de rotation de la phase du vortex.

dynamique temporelle. Les figures 3.10 et 3.11 affichent de fortes ressemblances au niveau de la distribution d'intensité du vortex (Fig. 3.10-e et 3.11-e). De même les modulations d'indice affichent des valeurs comparables (Fig. 3.10-k et 3.11-k).

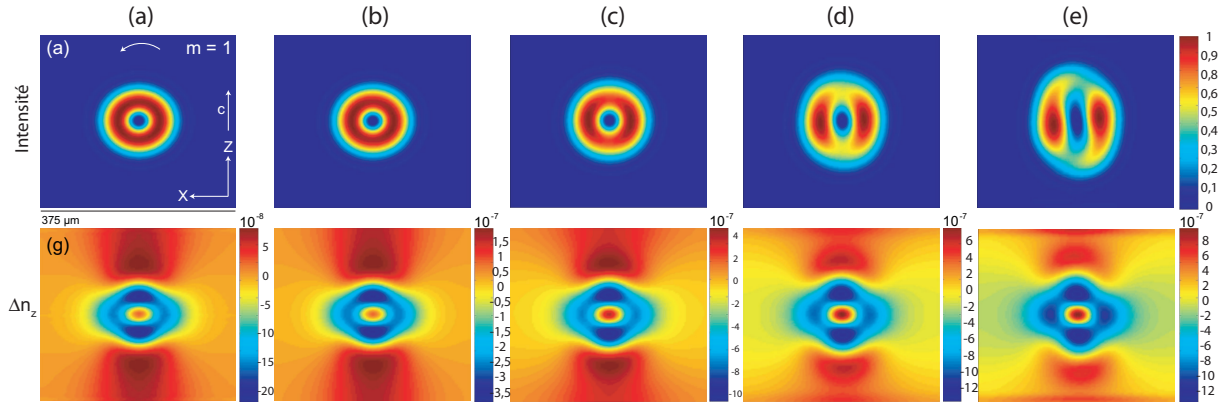


FIG. 3.11 – Evolution en fonction de la puissance de l'intensité d'obscurité pour un vortex de charge $m = 1$ polarisé extraordinairement de la modulation d'indice après un temps d'écriture de 0,25 s en régime dynamique pour différentes valeurs du rapport I/I_d (a) 1, (b) 2, (c) 8, (d) 32, (e) 260.

3.3.4.2 Evolution en fonction du rayon du faisceau injecté

Voyons maintenant l'influence du rayon du vortex sur sa propagation dans le milieu. Ici la diminution de la taille du faisceau en entrée du cristal amène une plus forte concentration des charges liées à l'illumination. Le champ créé sera plus intense du fait d'un

nombre de longueurs de diffraction et d'un nombre de charges excitées importants ($3,6 z_R$ et $r = 260$) menant à un allongement anisotrope du faisceau selon l'axe $\vec{c}$ lié à l'effet photoréfractif (Fig. 3.12-a). Lorsque le rayon augmente la modulation d'indice devient

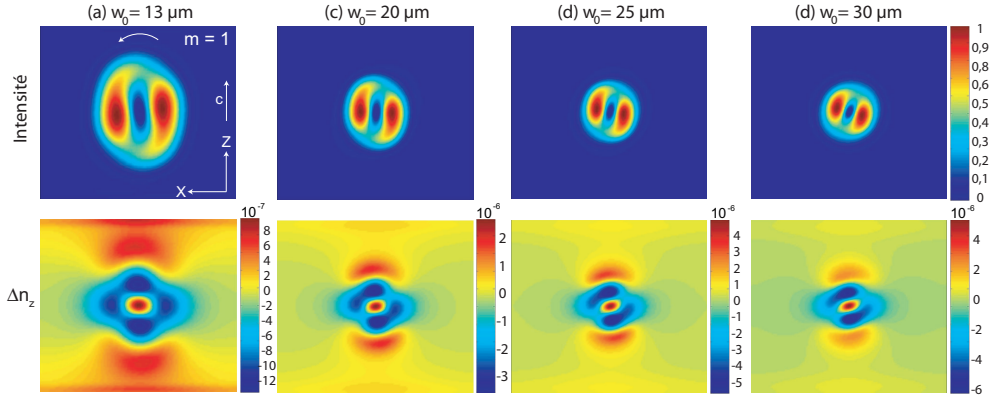


FIG. 3.12 – Evolution en fonction de la taille du faisceau d'entrée, la taille des fenêtres correspond à $25 w_0$ pour $r = 260$ à $t = 0, 25$ s.

plus homogène et plus importante du fait d'un nombre de longueurs de diffraction moins important (Fig. 3.12-(b-d)).

Dans le cas d'un élargissement du faisceau à $20 \mu\text{m}$, l'effet photoréfractif induit est plus lent à se mettre en place puisque la densité de puissance est plus faible, l'élongation du faisceau est moindre. La focalisation du cœur du vortex semble alors possible sur une dimension (Fig. 3.12-b). Ce comportement est presque identique pour un faisceau de $25 \mu\text{m}$ (Fig. 3.12-a) pour lequel les lobes de lumière sont plus concentrés. La figure 3.12-d montre alors pour un rayon de $30 \mu\text{m}$ des lobes orientés selon un axe incliné par rapport à X. La focalisation du cœur est intéressante car le vortex garde un profil plus circulaire. Dans ce cas la focalisation selon les deux dimensions semble effective bien qu'elliptique. Dans tous les cas, il semble que l'inscription de guides soient possibles, bien qu'ils soient de tailles diverses (respectivement de $25, 26, 33$ et $39 \mu\text{m}$). La réalisation de soliton sera plutôt envisagée par le traitement de faisceau vortex de 50 ou $60 \mu\text{m}$ de diamètre afin d'éviter un régime de dislocation rapide. Nous pouvons alors maintenant exploiter notre nouveau modèle pour évaluer l'incidence du nombre donneurs sur la propagation du vortex.

3.3.4.3 Influence de la densité de donneurs N_D

Les densités de donneurs et de donneurs ionisés sont des paramètres importants. En effet le paramètre $(N_D - N_D^+)$ influe sur le courant photovoltaïque et la quantité de charges totale disponibles pour l'effet photoréfractif. Il joue un rôle significatif dans la dynamique de l'interaction du vortex avec le milieu non linéaire. Les simulations précédentes considéraient un dopage du niobate de lithium par des éléments fer faible ($0,03\%$) traduit par un rapport $N_D/N_A = 1, 1$.

Nous étudions ici le comportement du vortex en fonction du nombre de donneur variant de 1 à 10. La figure 3.13-a nous montre la propagation d'un vortex dans un échantillon non

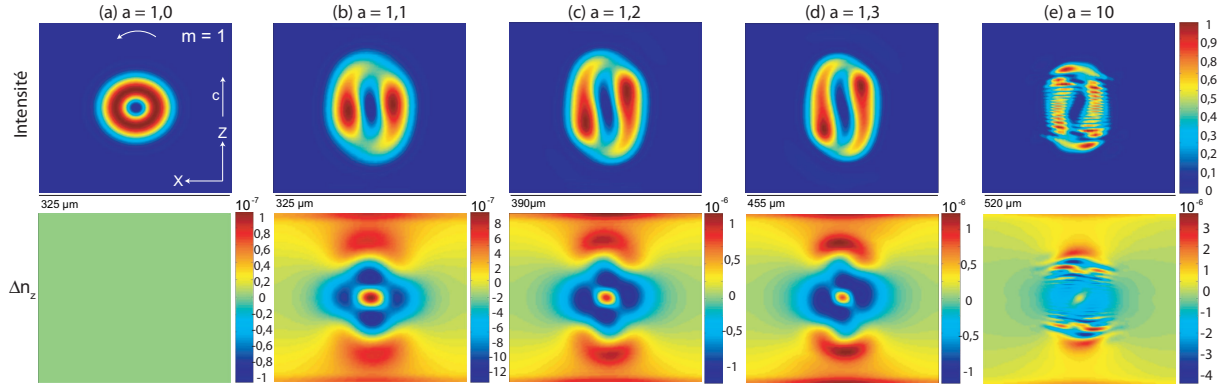


FIG. 3.13 – Influence du rapport N_D/N_A : (a) 1 (b) 1,1 (c) 1,2 (d) 1,3 (e) 10 après un temps d'écriture $t = 0,25$ s, (e) 10 à $t = 25.10^{-4}$ s.

dopé ($N_D/N_A=1$). Nous observons logiquement que le vortex n'induit aucune variation d'indice dans le matériau (Fig. 3.13-f). Nous rappelons que le faisceau a un diamètre de $26 \mu\text{m}$ à l'entrée du cristal et se propage sur un échantillon de niobate de lithium de 9 mm de long.

Par la suite nous évaluons l'importance du paramètre N_D/N_A pour un cristal dopé ($N_D/N_A > 1$). La figure 3.13-b représente la situation communément montrée dans ce manuscrit d'un faisceau polarisé extraordinairement, de charge $m = 1$ pour un rapport $N_D/N_A = 1,1$. Dans ce cas le processus photoréfractif-photovoltaïque est présent. Il mène alors à une redistribution des charges, la création d'un champ local, et une modulation d'indice qui va perturber la propagation du vortex au sein du matériau. Pour un dopage plus important du cristal, l'effet photovoltaïque augmente. Nous observons alors un allongement de l'ellipticité du cœur du vortex et une élongation des lobes lumineux (Fig. 3.13-(c-e)). Cette perturbation plus importante est liée à une modulation d'indice plus élevée (Fig. 3.13-(g-i)). On devrait alors pouvoir guider des faisceaux de diamètres plus petits.

Nous arrêtons notre interprétation à la valeur $N_D/N_A = 10$ qui correspond à un fort dopage du niobate de lithium. Dans ce cas la dynamique du phénomène est beaucoup plus rapide ($t = 25.10^{-4}$ s). Cependant il apparaît un régime dislocatif qui n'est ici pas dû à des effets de bords mais bien à une modulation azimuthale (Fig. 3.13-e).

Le phénomène de déflexion de solitons brillants observés dans du niobate de lithium très faiblement dopé [201] n'est pas visible ici dans le régime défocalisant d'un vortex.

Notre nouveau modèle donne des résultats nettement différents de ceux obtenus pour le modèle de Zozulya en régime dynamique. Il permet une analyse rapide et systématique de l'influence des différents paramètres sur le comportement du vortex en milieu photoréfractif-photovoltaïque.

Nous allons donc utiliser ce modèle dans le prochain chapitre pour comprendre le comportement détaillé du vortex en fonction d'un paramètre important dans la perspective de la réalisation de structures guidantes tri-dimensionnelles : l'impact de l'anisotropie du matériau. Cette dernière étude nous permettra de définir des paramètres idéaux pour la création de solitons vortex (2+1)-D dans le niobate de lithium dopé fer.

Chapitre 4

Influence du caractère anisotrope de l'effet Pockels et du cristal sur la propagation de vortex en milieu photoréfractif-photovoltaïque

4.1 Introduction

Dans ce chapitre nous utilisons le nouveau modèle que nous avons présenté dans le chapitre précédent pour démontrer l'influence de l'anisotropie du milieu lors de la propagation d'un vortex dans un cristal de niobate de lithium photoréfractif. Tout d'abord nous développerons et simplifierons le tenseur électro-optique à l'aide de certaines hypothèses. Nous étudierons ensuite l'influence du signe du moment orbital et de la direction de polarisation du vortex [202].

4.2 Nature anisotrope de la modulation d'indice

Revenons tout d'abord sur l'expression de la modulation d'indice effective produite par effet Pockels. Celle-ci est calculée à partir du tenseur électro-optique. Habituellement, afin de bénéficier d'un effet électro-optique maximal, la configuration utilisée est une propagation selon l'axe X ou Y du cristal et une polarisation extraordinaire. Dans ce cas, seule la composante du champ de charge d'espace $\vec{E}_{sc}$ selon l'axe ferroélectrique $\vec{c}$ a une influence. Cependant d'autres configurations sont envisageables, il est intéressant de connaître l'influence de la direction de propagation et de la direction de polarisation de la lumière par rapport aux directions des axes cristallographiques principaux du cristal

(X, Y, Z). Pour cela nous reprenons l'expression de l'ellipsoïde des indices, qui permet d'obtenir l'indice vue par une polarisation de l'onde électromagnétique donnée. Elle est généralement définie par :

$$\frac{X^2}{n_1^2} + \frac{Y^2}{n_2^2} + \frac{Z^2}{n_3^2} = 1 \quad (4.1)$$

Le cristal étant uniaxe, $n_1 = n_2 = n_o$ est l'indice ordinaire du cristal et $n_3 = n_e$ est l'indice extraordinaire du cristal. Pour les matériaux appartenant au groupe de symétrie 3m tel que le niobate de lithium, nous obtenons, en tenant compte de l'effet électro-optique, l'équation de l'ellipsoïde des indices suivante :

$$(X, Y, Z) \begin{pmatrix} \frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_Y + r_{13}E_Z & -r_{22}E_X & r_{51}E_X \\ r_{22}E_X & \frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_Y + r_{13}E_Z & r_{51}E_Y \\ r_{51}E_X & r_{51}E_Y & \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_Z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = 1 \quad (4.2)$$

La diagonalisation de cette matrice nous permet d'exprimer la modulation de l'indice de réfraction en fonction de l'amplitude du champ et des directions de polarisation et de propagation de l'onde électromagnétique. Afin de définir l'allure du champ de charge d'espace, nous représentons sur la figure 4.1 la distribution de charges typique induite par un vortex de moment $m = 1$ respectivement dans le plan transverse (Y,Z) (Fig. 4.1-b) et dans le plan longitudinal (X,Z) (Fig. 4.1-d). Cette figure montre également les différentes composantes du champ électrique $\vec{E}_{sc}$, E_Y (Fig. 4.1-a) et E_Z (Fig. 4.1-c) associés à cette distribution de charges ¹.

La composante E_Y présente deux axes de symétrie situés à 45° des axes X et Z, et E_Z est symétrique par rapport aux axes X et Z. Le tenseur devient alors :

- pour une propagation selon l'axe cristallographique Y, ($E_X \sim 0$) :

$$(X, Y, Z) \begin{pmatrix} \frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_Y + r_{13}E_Z & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_Y + r_{13}E_Z & r_{51}E_Y \\ 0 & r_{51}E_Y & \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_Z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = 1 \quad (4.3)$$

- pour une propagation selon l'axe cristallographique X ($E_Y \sim 0$) :

$$(X, Y, Z) \begin{pmatrix} \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_Z & -r_{22}E_X & r_{51}E_X \\ r_{22}E_X & \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_Z & 0 \\ r_{51}E_X & 0 & \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_Z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = 1 \quad (4.4)$$

Après diagonalisation de ces matrices simplifiées et un développement de Taylor des valeurs propres, les modulations d'indice dans le plan (Z, X), pour une propagation selon

¹Du fait de la faible variation de la densité de charge le long de l'axe de propagation, la composante du champ le long de cet axe est négligeable.

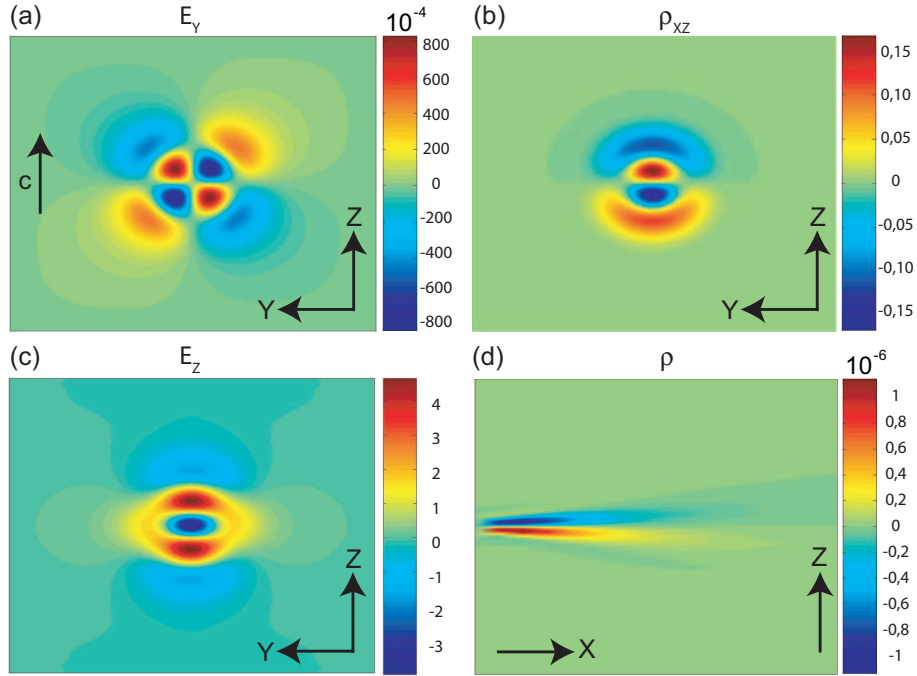


FIG. 4.1 – Allure des composantes du champ de charge d'espace au début du processus, (a) E_Y , (c) E_Z et les distributions typiques des charges dans le plan transverse (b) et longitudinal (d).

l'axe Y, en polarisation extraordinaire Δn_Z et ordinaire Δn_X deviennent alors :

$$\Delta n_Z \simeq -\frac{1}{2}n_e^3 r_{33} E_Z \quad (4.5)$$

$$\Delta n_X \simeq -\frac{1}{2}n_o^3 r_{13} E_Z \quad (4.6)$$

En propagation X, la variation de l'indice de réfraction Δn_Z en polarisation extraordinaire est identique à l'équation 4.5 alors qu'en polarisation ordinaire Δn_Y devient :

$$\Delta n_Y \simeq -\frac{1}{2}n_o^3 (r_{22} E_Y + r_{13} E_Z) \quad (4.7)$$

où les deux composantes E_Y et E_Z du champ transverse interviennent. Il est à noter que dans toutes ces expressions, E_X ne joue pas de rôle pour les configurations choisies après diagonalisation.

Les figures d'indice correspondantes aux équations précitées sont visibles sur la figure 4.2. On distingue sur celle-ci une symétrie de la modulation d'indice induite par rapport à l'axe Z pour une propagation selon l'axe Y (Fig. 4.2-a) et l'inclinaison de l'axe de symétrie pour une propagation selon X (Fig. 4.2-b) en polarisation ordinaire et une symétrie selon Z pour les deux propagations en polarisation extraordinaire (Fig. 4.2-c).

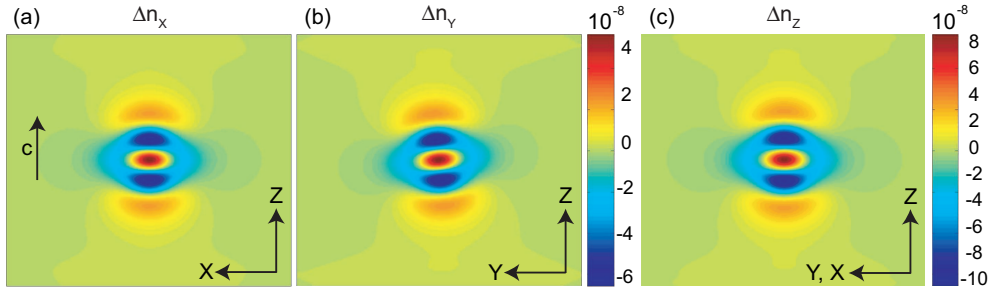


FIG. 4.2 – Modulation d'indice vue par une onde polarisée ordinairement dans le cas (a) d'une propagation selon l'axe Y (b) ou X et (c) pour une polarisation extraordinaire quelque soit la direction de propagation (X ou Y), en début de processus.

La prise en compte de la nature anisotrope de l'effet électro-optique dans le niobate de lithium amène donc à considérer deux directions de propagation différentes : selon l'axe X ou l'axe Y du cristal ; deux régimes de polarisation : ordinaire et extraordinaire ; et deux types de charge topologique $m > 0$ et $m < 0$ ² afin de compléter l'étude de la propagation des vortex (Fig. 4.3). En tout, 8 cas sont analysés numériquement et expérimentalement afin de mettre en évidence l'influence de la charge du vortex, de l'état de polarisation et de la direction de propagation dans le cristal. Nous précisons que la phase d'un vortex chargé positivement, $m = 1$, tourne dans le sens horaire ou sens anti-trigonométrique pour une onde voyageant vers l'observateur.

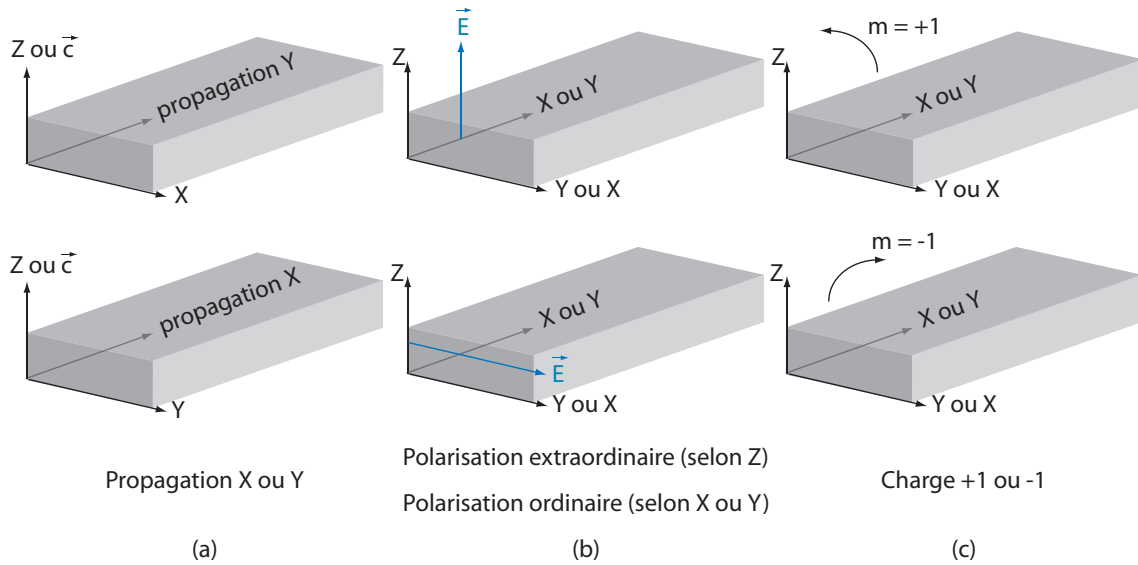


FIG. 4.3 – Paramètres de l'étude, (a) propagation selon les axes Y ou X, (b) polarisation extraordinaire ou ordinaire, (c) charge du vortex ($m = 1$ ou $m = -1$).

²Nous étudierons plus précisément les cas $m = 1$ et $m = -1$.

4.3 Résultats numériques

Pour l'étude numérique, nous considérons un faisceau vortex continu d'une puissance de $200 \mu\text{W}$ à une longueur d'onde de 473 nm focalisé en un spot de $26 \mu\text{m}$ FWHM (Full Width at Half Maximum) à l'entrée d'un échantillon de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ de 9 mm de long. Les profils du faisceau à l'entrée et à la sortie du cristal sont présentés sur la figure 4.4-a et sur la figure 4.4-b, en régime linéaire. Les profils sont indépendants du signe du moment angulaire, de la direction de propagation et de la polarisation. L'intensité d'obscurité est fixée par le rapport $\frac{I_{\text{max}}}{I_d} = 260$. Ce rapport est défini par les conditions expérimentales (voir § 4.4.1). Le champ photovoltaïque est fixé d'après la bibliographie à $E_{ph} = -7,7 \cdot 10^4 \text{ V.cm}^{-1}$ [204], les donneurs à $N_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, on considère un taux $\frac{N_D}{N_A} = 1,1$ [207]. Les autres paramètres sont extraits de [208]. Les vortex de charges topologiques $m = 1$ et $m = -1$ sont considérés.

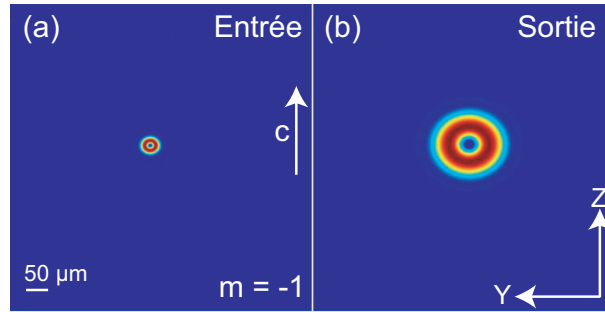


FIG. 4.4 – Distributions d'intensité du vortex (a) à l'entrée et (b) à la sortie d'un cristal de 9 mm de long en régime linéaire.

4.3.1 Polarisation extraordinaire

La première étude correspond à la configuration classique où le vortex est polarisé extraordinairement [209]. Les résultats sont présentés sur les figures 4.5 et 4.6. Conformément à l'équation 4.5, les phénomènes observés sont identiques pour une propagation selon les axes X ou Y.

Les figures 4.5-(a,f) montrent le faisceau en sortie du cristal en régime linéaire et l'indice de réfraction uniforme du matériau. Par la suite, l'effet photoréfractif se met en place progressivement. Du fait d'un courant photovoltaïque seulement présent selon l'axe $\vec{c}$, de l'anisotropie intrinsèque à l'effet photoréfractif et d'une modulation d'indice défocalisante plus intense dans les parties haute et basse le long de l'axe $\vec{c}$ (Fig. 4.5-(h-k)), le faisceau s'étire plus rapidement le long de l'axe $\vec{c}$ comme le montre la figure 4.5-(b-e), brisant la symétrie circulaire et créant une distribution elliptique. En outre on observe l'apparition de deux lobes d'intensité plus forte localisés sur un axe horizontal. La rotation de la phase combinée à la nature défocalisante du milieu mène à une rotation de l'anneau lumineux

(Fig. 4.5-(b-e)). On peut noter que le cœur du vortex devient également fortement elliptique et que les axes de symétrie ne sont plus suivant les axes cristallographiques. On peut toutefois remarquer que malgré l'anisotropie du phénomène, la modulation d'indice inscrite au centre du faisceau est quasi-circulaire (Fig. 4.5-(j)).

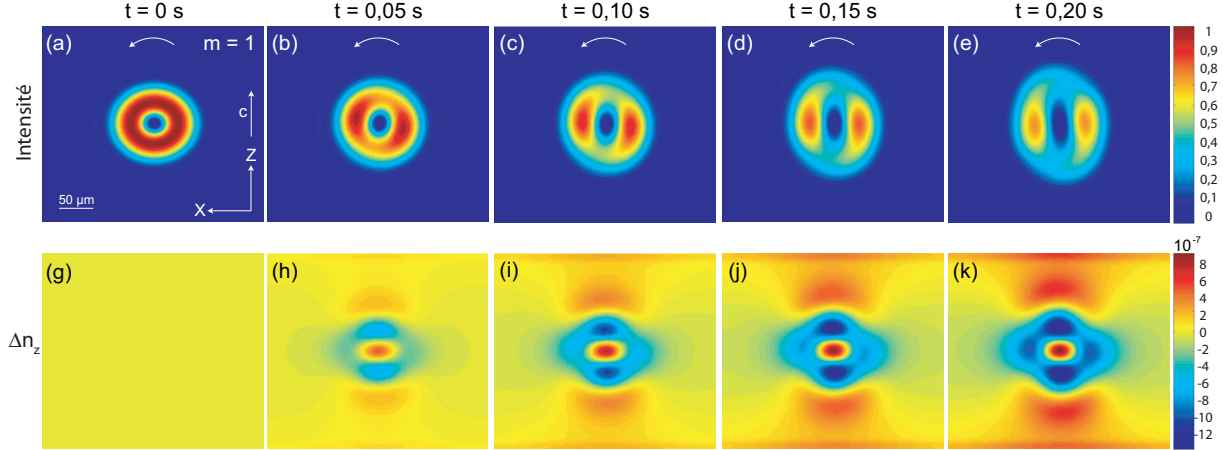


FIG. 4.5 – Evolution de la distribution d'intensité en sortie du cristal d'un vortex de charge $m = 1$ en polarisation extraordinaire et se propageant selon l'axe Y de $t = 0$ s (a) à $t = 0,2$ s (e) et les distributions d'indice correspondantes (g-k). La flèche indique le sens de rotation de la phase du vortex.

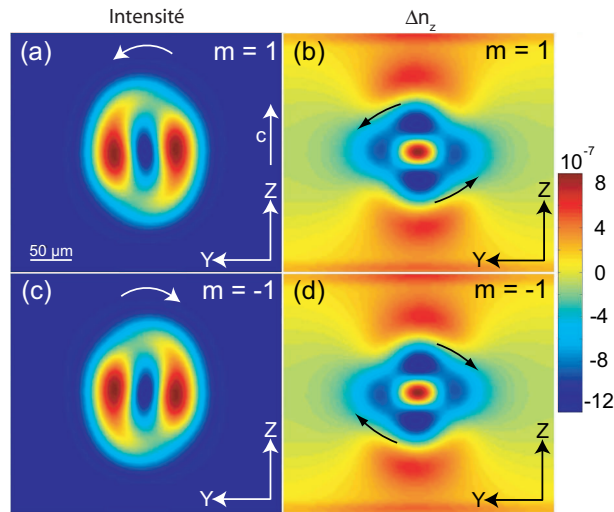


FIG. 4.6 – Calculs numériques de la distribution d'intensité en régime transitoire ($t = 0,25$ s) du vortex à la sortie du cristal en polarisation extraordinaire pour une charge $m = 1$ (a) et $m = -1$ (b) et les modulations d'indice de réfraction correspondantes (c, d).

Comparons maintenant ce qui se passe pour des vortex de charge opposée $m = 1$ (Fig. 4.6-(a,b)) et $m = -1$ (Fig. 4.6 -(c,d)) dans un régime transitoire ($t = 0,25$ s). On peut remarquer que l'effet non linéaire fait apparaître le sens de rotation de la phase du

vortex. En fonction du sens de rotation, la lumière fuit les zones d'indice faible (Fig. 4.5-e) dans le sens imposé par la rotation du vortex ce qui mène à une asymétrie dans la modulation d'indice.

L'anneau s'oriente aussi différemment en fonction de la charge. De fait, la modulation d'indice s'oriente en fonction du signe de m et augmente aux endroits où la lumière n'est pas présente. Finalement on peut remarquer que la propriété de symétrie entre des charges opposées en milieu linéaire reste valable puisque les distributions sont symétriques par rapport à l'axe $\vec{c}$ pour des vortex de signe opposé (Fig. 4.6-c).

4.3.2 Polarisation ordinaire

Nous considérons maintenant le cas d'un faisceau vortex polarisé ordinairement en propagation selon l'axe Y (Fig. 4.7). On retrouve dans la dynamique du phénomène toutes les caractéristiques décrites auparavant dans le cas extraordinaire (Fig. 4.5). Cependant, l'ellipticité du cœur du vortex et la distorsion du faisceau sont moins prononcées en raison d'une plus faible modulation d'indice. Ceci est lié à un effet électro-optique donné par un coefficient r_{13} du tenseur plus faible que r_{33} . A puissance égale, la dynamique du phénomène est également plus lente et les lobes de surintensité se forment plus lentement (Fig. 4.7-(b-f)).

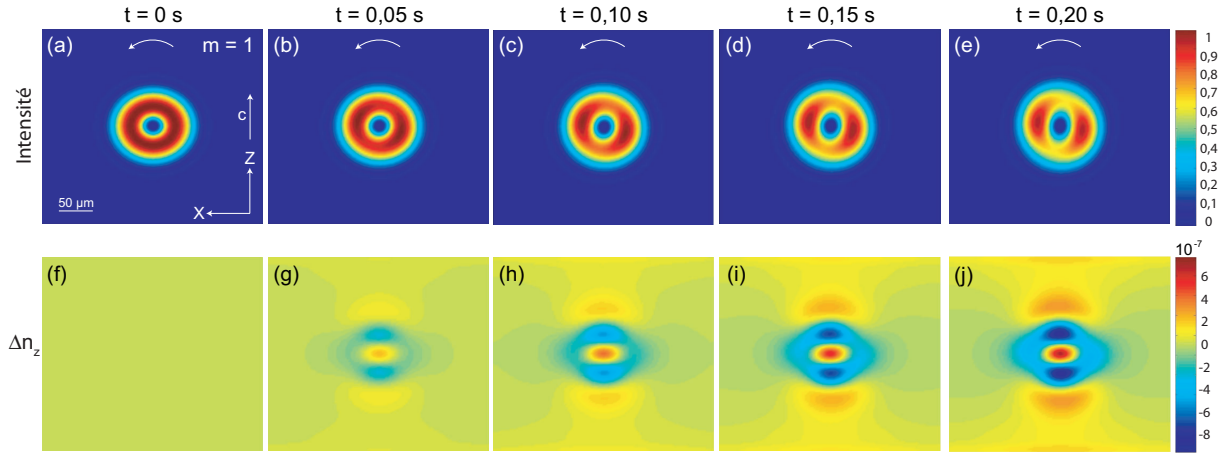


FIG. 4.7 – Dynamique temporelle d'un vortex de charge $m = 1$ en polarisation ordinaire et propagation selon l'axe Y de $t = 0$ s (a) à $t = 0,2$ s (e) et figures d'indice correspondantes (f-j). La flèche indique le sens de rotation de la phase du vortex.

On peut noter que dans cette configuration Δn_x dépend seulement de la composante E_z (Eq. 4.6). On représente la distribution d'intensité du vortex sur la figure 4.8 ainsi que la modulation d'indice correspondante en régime transitoire. La comparaison des distributions d'intensité des charges $m = 1$ (Fig. 4.8-(a)) et $m = -1$ (Fig. 4.8-c) montre une symétrie par rapport à l'axe $\vec{c}$ comme en polarisation extraordinaire (Fig. 4.6).

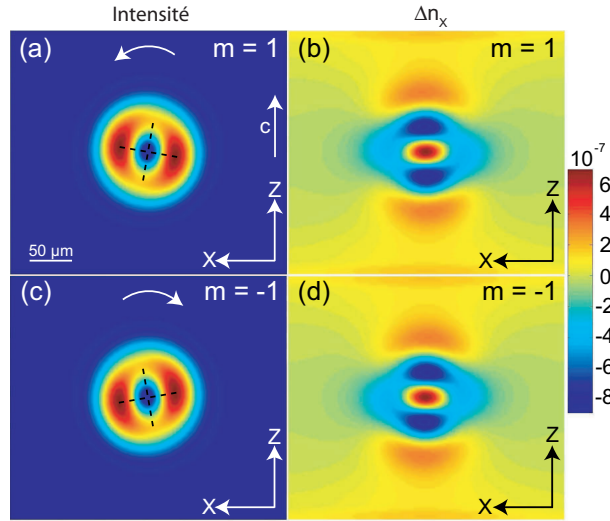


FIG. 4.8 – Intensité du vortex (a, c) et modulations d'indice correspondantes (b, d) en polarisation ordinaire pour une propagation selon l'axe Y : charge $m = 1$ (a) et $m = -1$ (c) en régime transitoire ($t = 0, 25$ s).

Afin de montrer l'influence de l'anisotropie du tenseur électro-optique, nous représentons sur la figure 4.9 la distribution d'intensité pour un faisceau se propageant selon l'axe X du cristal. Dans cette configuration, comme vu précédemment, la modulation d'indice n'est pas symétrique par rapport à l'axe Z du fait de la contribution des deux composantes transverses du champ dans la modulation d'indice (Fig. 4.7). Cela se traduit par une rotation des axes de symétrie de la modulation d'indice qui donne une rotation des zones de modulation d'indice faible dans le sens trigonométrique. Ce phénomène est donc à l'origine

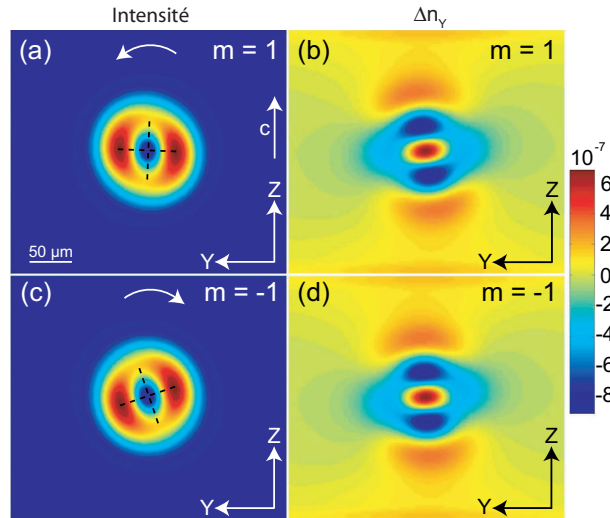


FIG. 4.9 – Intensité du vortex (a, c) et modulations d'indice correspondantes (b, d) en polarisation ordinaire pour une propagation selon l'axe X : charge $m = 1$ (a) et $m = -1$ (c) en régime transitoire ($t = 0, 25$ s).

du comportement différent du faisceau en fonction du signe de la charge topologique. On peut remarquer que les lobes de forte intensité ne sont pas disposés perpendiculairement à l'axe $\vec{c}$. Alors qu'ils sont positionnés sur un axe horizontal en polarisation extraordinaire (Fig. 4.6-a) à $t = 0,25$ s, ces lobes s'orientent suivant un axe incliné d'environ 30° pour un vortex chargé négativement en polarisation ordinaire. La symétrie alors existante entre les deux axes de propagation (X et Y) selon l'axe $\vec{c}$ (Fig. 4.6-c), n'est plus présente (Fig. 4.9-(a,c)). Ainsi le vortex de charge $m = -1$ tend à redresser la modulation d'indice selon l'axe vertical Z (Fig. 4.9-d) tandis que la charge $m = 1$ accentue l'inclinaison (Fig. 4.9-b). Il semble toutefois que l'inclinaison des distributions d'intensité soit donnée par la disposition initiale des zones de fort et bas indice (Fig. 4.2). La rotation du vortex explique alors les distributions d'intensité observées (Fig. 4.9-a) et (Fig. 4.9-c).

Ainsi les modulations d'indice et les profils observés des faisceaux vortex de charges opposées ne sont plus symétriques par rapport à l'axe $\vec{c}$ (Fig. 4.9-(a,c)) contrairement au cas ordinaire en propagation selon l'axe Y (Fig. 4.8-(a,c)).

4.4 Démonstration expérimentale

4.4.1 Montage

La figure 4.10 décrit le montage expérimental utilisé pour vérifier les simulations précédentes. Un laser continu de longueur d'onde 473 nm, délivrant une puissance maximale de 50 mW est utilisé. Ce faisceau est élargi à l'aide d'un montage télescopique puis éclaire un hologramme de phase en réflexion (Fig. 2.9). Cet hologramme code la singularité de phase

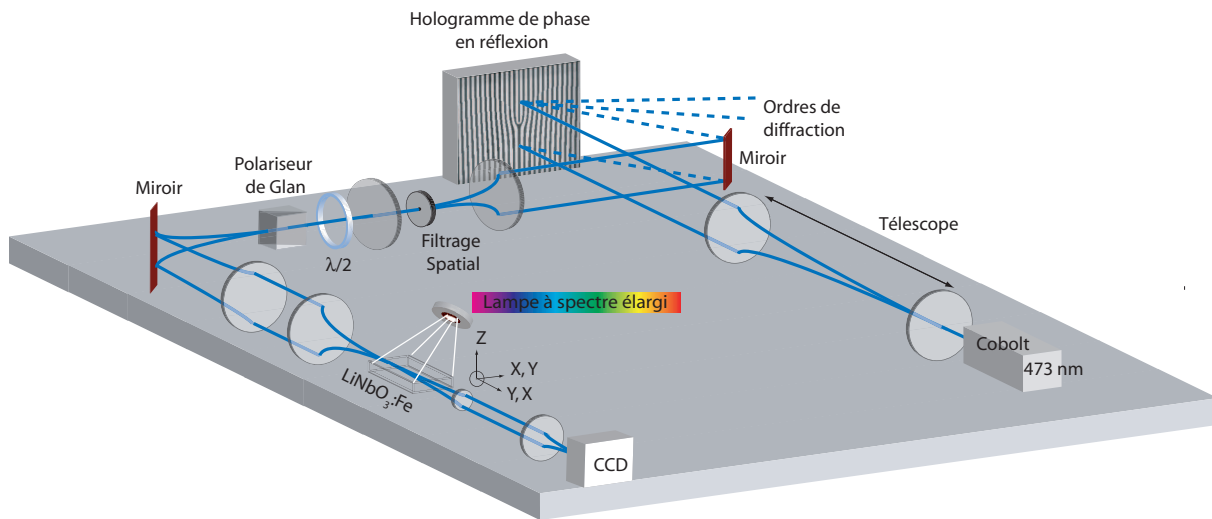


FIG. 4.10 – Montage expérimental pour la propagation de vortex dans le niobate de lithium.

caractéristique du vortex. Les vortex de charge $m = \pm 1$ sont obtenus en sélectionnant au moyen d'un filtrage spatial les ordres ± 1 de diffraction. La polarisation et l'intensité du faisceau sont contrôlés par un polariseur de Glan et une lame demi-onde. Un faisceau vortex de $200 \mu\text{W}$ de puissance est alors focalisé à l'aide d'un système de lentilles pour former un spot de $26 \mu\text{m}$ (FWHM) à l'entrée du cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (Fig. 4.11-a). L'échantillon carré de 9 mm de côté est coupé dans un wafer de 1 mm d'épaisseur, permettant d'avoir la même longueur pour les deux axes de propagation (X ou Y). La face de sortie du cristal est imagée à l'aide d'un objectif de microscope sur une caméra CCD. L'illumination de fond (I_d) est dispensée à l'aide d'une source de lumière blanche. Le rapport $\frac{I}{I_d}$ est fixé environ à $\simeq 260$. Cette onde lumineuse additionnelle permet de contrôler l'amplitude de l'effet non linéaire. Le rapport est imposé à la fois par la puissance lumineuse maximale de la lampe à spectre large utilisée pour cet éclairage et le choix de la puissance du faisceau vortex afin de permettre l'enregistrement du phénomène.

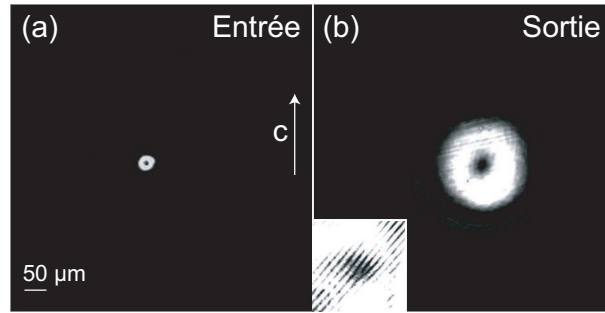


FIG. 4.11 – Résultats expérimentaux : répartition d'intensité du vortex à l'entrée (a) et à la sortie (b) d'un cristal de 9 mm de long avant mise en place de l'effet non linéaire ($t = 0$ s) dans le $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. L'insert montre l'interférogramme du vortex. Ces profils sont valables pour toutes les configurations étudiées.

En régime linéaire un vortex annulaire de $150 \mu\text{m}$ FWHM (Fig. 4.11-b) est obtenu en sortie du cristal. L'interférogramme du vortex de charge $m = 1$ avec une onde plane est donné en encart de la figure 4.11-b. Les expériences avec des vortex polarisés extraordinairement selon l'axe de propagation X sont réalisées dans un premier temps.

4.4.2 Polarisation extraordinaire

La figure 4.12 représente la dynamique observée expérimentalement pour un vortex de charge $m = 1$ en polarisation extraordinaire. Nous vérifions que ces images expérimentales correspondent avec les résultats numériques présentés précédemment. En effet la différence au niveau du temps d'écriture pour obtenir les mêmes profils (facteur 100) peut être expliqué par certains paramètres minorés (notamment la section de photo-excitation s , voir § 3.2.1). La séquence d'image présente notamment la rotation lente de la partie centrale du vortex. La présence des lobes lumineux périphériques et de la forme elliptique du cœur du faisceau sont en très bon accord avec les résultats numériques. On observe

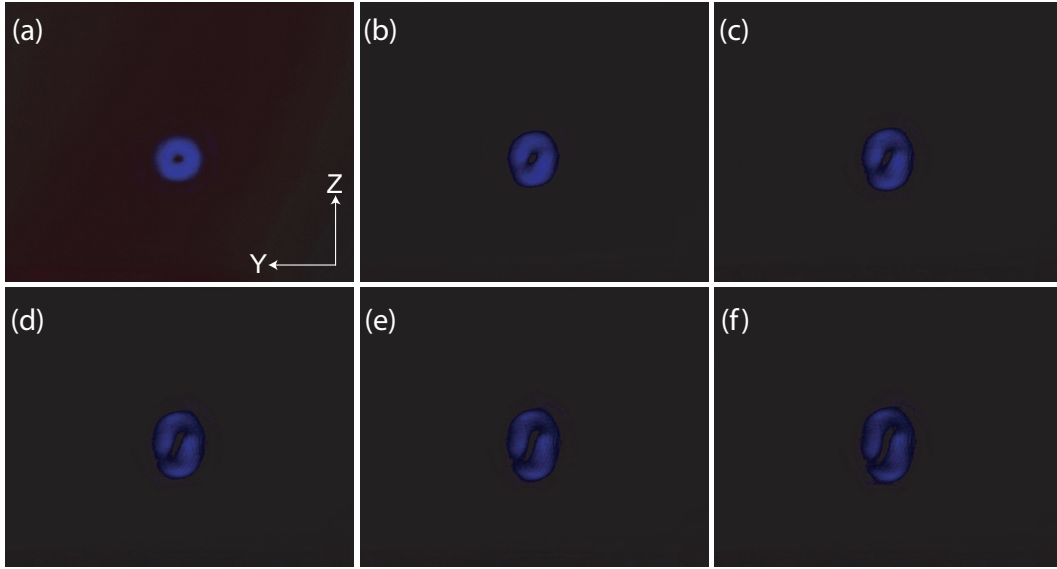


FIG. 4.12 – Images expérimentales de la dynamique d'un vortex de charge $m = 1$ en polarisation extraordinaire et en propagation selon X. Intervalle de temps de 5 s entre chaque image.

également l'étirement progressif du faisceau suivant l'axe $\vec{c}$. On peut comparer ces résultats avec les suivants pour un vortex de charge opposée, $m = -1$ (Fig. 4.13). On constate une symétrie par rapport à l'axe $\vec{c}$.

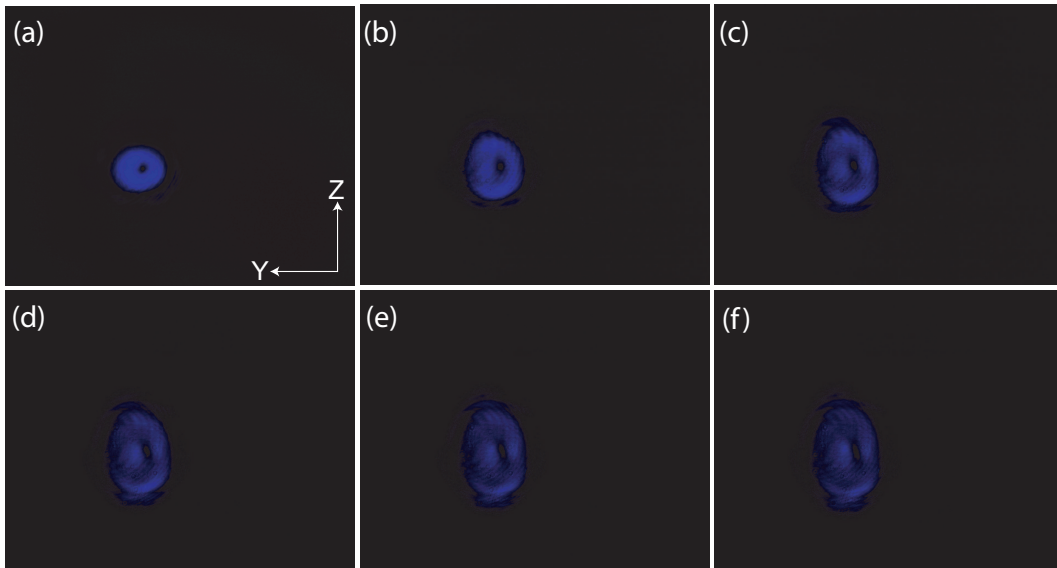


FIG. 4.13 – Images expérimentales de la dynamique d'un vortex de charge $m = -1$ en polarisation extraordinaire et en propagation selon X. Intervalle de temps de 5 s entre chaque image.

Les résultats sont affichés sur les figures 4.14-(a,b) respectivement pour les charges $m = 1$ and $m = -1$ après un temps d'écriture $t = 1000$ secondes, qui correspond à

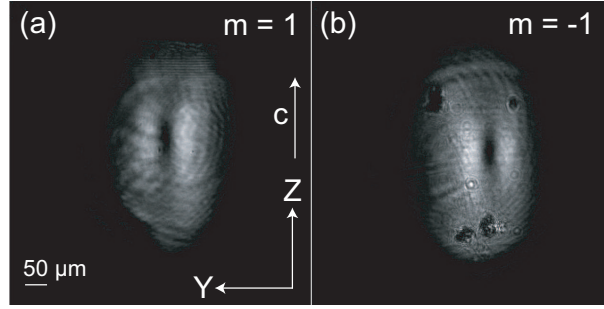


FIG. 4.14 – Résultats expérimentaux : distribution en intensité du vortex en polarisation extraordinaire à la sortie du cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ de 9 mm de long pour les charges $m = 1$ (a) et $m = -1$ (b) à $t = 1000$ s pour une propagation selon l'axe X.

un régime établi, régime déjà atteint après $t = 30$ secondes d'éclairement. En effet on peut remarquer ici que le rapport I/I_d est important, nous avons vu dans le chapitre 3 qu'un régime établi n'était pas accessible. Toutefois la lampe à spectre large utilisée semble disposer d'un rayonnement infrarouge élevé. Ainsi la composante thermique de l'intensité d'obscurité semble jouer un rôle rendant la valeur I_d sûrement plus importante. En effet Le temps d'écriture et d'effacement du faisceau sont analogues. En conséquence le rapport réel I/I_d est sûrement proche de 1. En conséquence il est possible de stabiliser l'interaction vortex/milieu photoréfractif et d'atteindre un régime établi.

A ce stade, l'élongation du vortex selon l'axe $\vec{c}$ est très nette. De plus, les résultats de la distribution d'intensité correspondent comme démontrée auparavant à une symétrie par rapport à l'axe $\vec{c}$. Les mesures pour ces faisceaux en propagation selon l'axe Y montrent un comportement identique, vérifiant par là-même la validité des formulations des expressions des modulations d'indice entre les différents axes de propagation (X ou Y) (Eq. 4.5).

4.4.3 Polarisation ordinaire

La dynamique en polarisation ordinaire est plus riche du fait de l'influence de deux composantes transverses du champ. Le début de l'expérience est présenté en figure 4.15 pour les deux directions de propagation (Fig. 4.15-(a,b) et (c,d)) et les deux charges (Fig. 4.15-(a,c) et (b,d)) dans un même échantillon de niobate de lithium de 9 mm de côté. Ces figures montrent la présence des lobes lumineux et les différents comportements du vortex en fonction de la charge et de la direction de propagation du faisceau vortex en sortie du cristal.

On constate que la dynamique de formation est plus lente à se mettre en place que dans le cas extraordinaire comme prévu théoriquement. La figure 4.16 présente les résultats expérimentaux pour un faisceau vortex polarisé ordinairement en régime quasi-établi ($t = 1000$ s). Dans ce cas, comme attendu, une diffraction anisotrope ainsi qu'une élongation

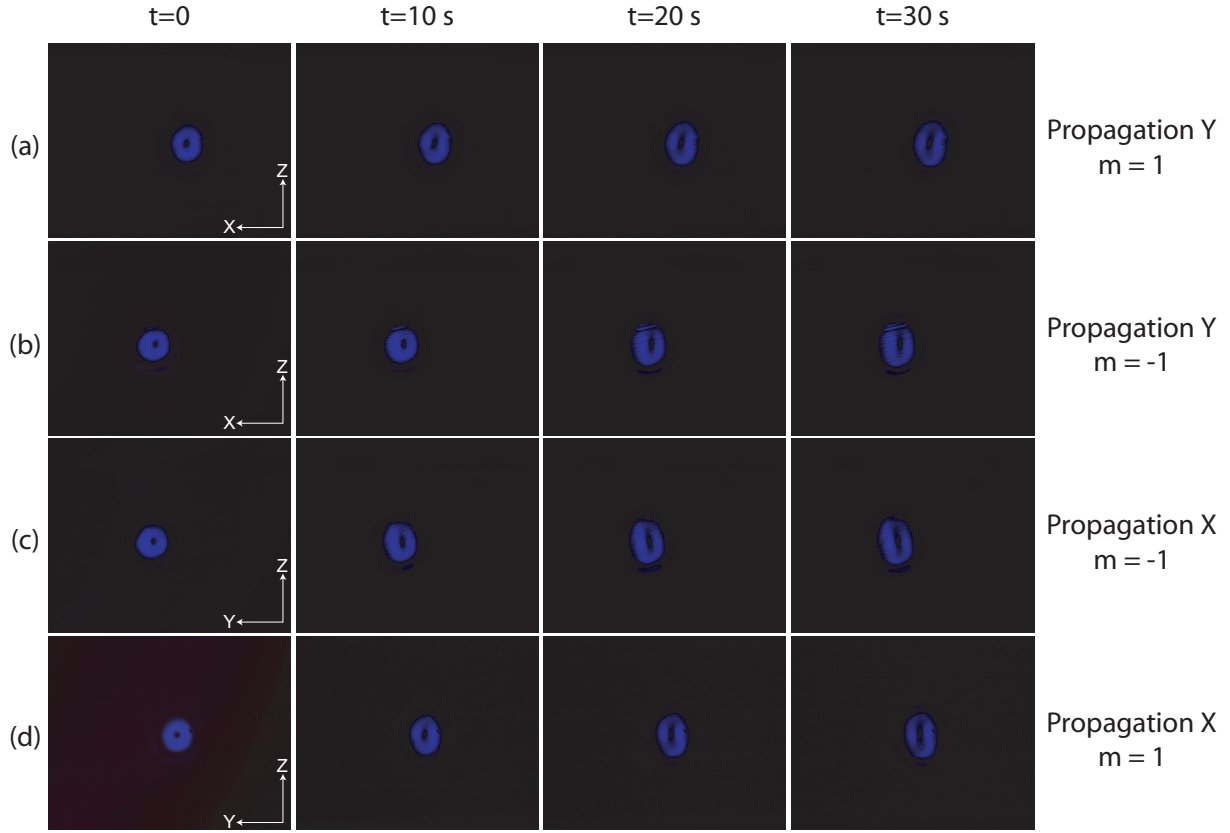


FIG. 4.15 – Dynamique expérimentale de $t = 0$ s à $t = 30$ s des faisceaux polarisé ordinairement, selon une propagation Y (a,b) ou X (c,d), et des charges $m = 1$ (a,d) et $m = -1$ (b,c).

elliptique du cœur sont observées. Il est encore plus intéressant de noter que pour une propagation selon l'axe X et dans le cas d'un vortex de charge $m = 1$ (Fig. 4.16-b ou ig. 4.15-d), le profil du faisceau après inscription dans le matériau est presque symétrique par rapport à l'axe $\vec{c}$, alors que ce n'est pas le cas pour un vortex de charge $m = -1$ en propagation Y pour lequel la distribution d'intensité est clairement inclinée (Fig. 4.16-d ou Fig. 4.15-b). Il est à noter ici les franges qui sont dues au découpage de la face d'entrée.

Cette asymétrie due à la charge du vortex est prédite par nos résultats numériques (voir Fig.4.9-(a,c)). Avec l'appui des résultats présentés sur la figure 4.14, cela démontre l'influence de l'anisotropie de l'effet electro-optique sur la propagation d'un faisceau polarisé ordinairement en fonction du signe de la charge.

Finalement par les expériences réalisées en propagation selon l'axe Y, l'influence de la charge topologique sur l'inclinaison du faisceau est clairement démontrée (Fig. 4.16-(a,c)). En effet pour cette configuration, la distribution d'intensité du vortex est quelque peu incliné lorsque l'effet non linéaire se met en place. Contrairement à la propagation selon l'axe X, une symétrie par rapport à l'axe c est observée entre les charges $m = 1$ et

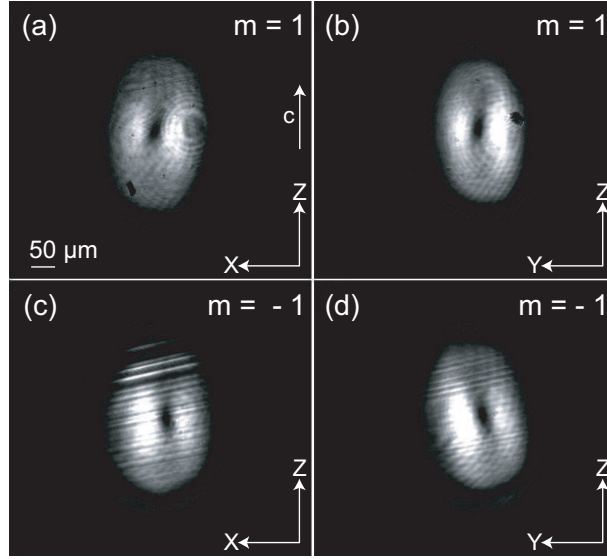


FIG. 4.16 – Répartition d'intensité expérimentale d'un vortex de charge $m = 1$ (a, b) et $m = -1$ (c, d) en polarisation ordinaire pour une propagation selon l'axe Y (a, c) et selon l'axe X (b, d).

$m = -1$ du vortex. Les résultats de la figure 4.16 montrent que chaque couple charge du vortex-direction de propagation donne naissance à une distribution d'intensité différente. Ainsi en polarisation ordinaire, il serait possible d'en déduire la coupe du cristal et les directions des axes cristallographiques principaux.

4.5 Conclusion

L'impact tensoriel de l'effet electro-optique sur la propagation d'un vortex en milieu photoréfractif est établi. La démonstration réalisée dans un cristal photoréfractif défocalisant de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ est confirmée par notre modèle (3+1)-D qui tient compte des deux composantes du champ de charge d'espace. A la fois la dynamique de mise en place des charges et l'influence de l'effet électro-optique sont correctement décrits. Les simulations numériques et les expériences révèlent également la contribution des propriétés anisotropiques du matériau en fonction du signe du moment du vortex et de l'état de polarisation et de la direction de propagation de la lumière. Elles montrent que les phénomènes observés sont dus à la fois à la rotation de la phase du vortex et aux composantes transverses du champ de charge d'espace. L'influence de ces dernières perpendiculaire à $\vec{c}$ est ici démontrée dans certaines configurations, alors qu'elle est négligée habituellement. Il est donc très important de les prendre en compte afin d'appréhender le plus complètement le comportement du vortex.

L'influence de la nature tensorielle de l'effet électro-optique amène un profil différent pour chaque couple direction de propagation-signé du moment orbital. La propagation

selon l'axe X du $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ est appropriée pour le démontrer.

Notons enfin que cette interaction peut être vue comme une méthode d'analyse. En effet les différentes configurations menant à des profils uniques, ceux-ci permettent d'identifier les axes cristallographiques du niobate de lithium anisotrope. Ayant étudié les configurations possibles, nous allons dorénavant utiliser les propriétés des vortex afin de réaliser des structures guidantes (3+1)-D.

Chapitre 5

Structures guidantes 3D induites par vortex optiques dans le $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$

5.1 Introduction

Nous présentons ici des résultats numériques et expérimentaux où nous exploitons les résultats précédents à des fins applicatives. Nous montrons tout d'abord la possibilité de réaliser un guide quasi-soliton noir en $(2+1)$ -D via un vortex de charge topologique unique dans du niobate de lithium. Cela constitue la première étape pour des applications de guidage par vortex. Elle fait suite à une étude expérimentale minutieuse du comportement du vortex dans le milieu photoréfractif ainsi qu'à l'étude des variables du système. Dans un second temps, nous verrons que, grâce aux caractéristiques des vortex de charge multiple ($m > 1$), nous pouvons réaliser des structures complexes (une entrée vers plusieurs sorties) par effet photoréfractif.

5.2 Quasi-soliton noir $(2+1)$ -D dans le $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$

5.2.1 Résultats numériques

Le principe consiste à trouver les conditions nécessaires et suffisantes permettant de compenser les effets de diffraction sur le cœur du vortex par l'effet non linéaire du milieu. Le but est d'obtenir un soliton noir en $(2+1)$ -D. Comme il a été vu dans les résultats numériques des chapitres précédents et bien que les phénomènes physiques soient assez rapides, la modulation d'indice observée est faible en sortie du cristal ($\Delta n \sim 10^{-6}$ à 10^{-7}). Aussi il est primordial, dans le but que nous nous sommes fixés, de choisir un faisceau laser de diamètre plus élevé que précédemment afin de diminuer la diffraction du faisceau

pour assurer un guidage efficace. Dans cette perspective, nous utilisons un faisceau vortex dont le diamètre est de $50 \mu\text{m}$ ($w_0 = 25 \mu\text{m}$).

En raison d'un profil bruité au niveau du waist, lié à une mauvaise définition ou une faible résolution de l'hologramme, le faisceau est focalisé légèrement en avant du cristal et se propage librement sur moins d'une longueur de diffraction (Fig. 5.1). Doté d'une

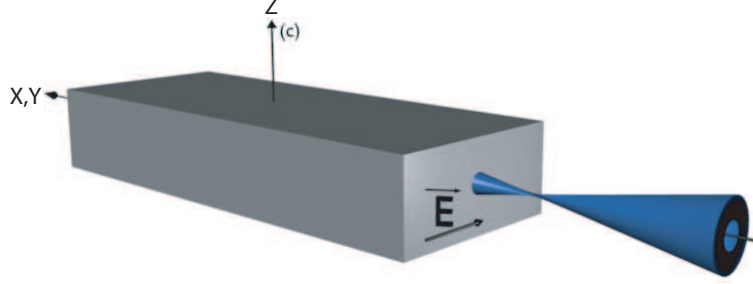


FIG. 5.1 – Détail de l'injection du faisceau vortex dans le cristal de niobate de lithium pour la formation d'un soliton-vortex. La focalisation se fait avant le matériau.

charge unique $m = 1$, le diamètre extérieur du vortex mesure $120 \mu\text{m}$ et le diamètre de cœur noir est $36 \mu\text{m}$ en entrée du cristal (Fig. 5.2-a). Après 9 mm de propagation, le faisceau en sortie du cristal a diffracté et affiche les caractéristiques suivantes : $150 \mu\text{m}$ de diamètre extérieur et $55 \mu\text{m}$ de diamètre de cœur (Fig. 5.2-b). L'augmentation de la

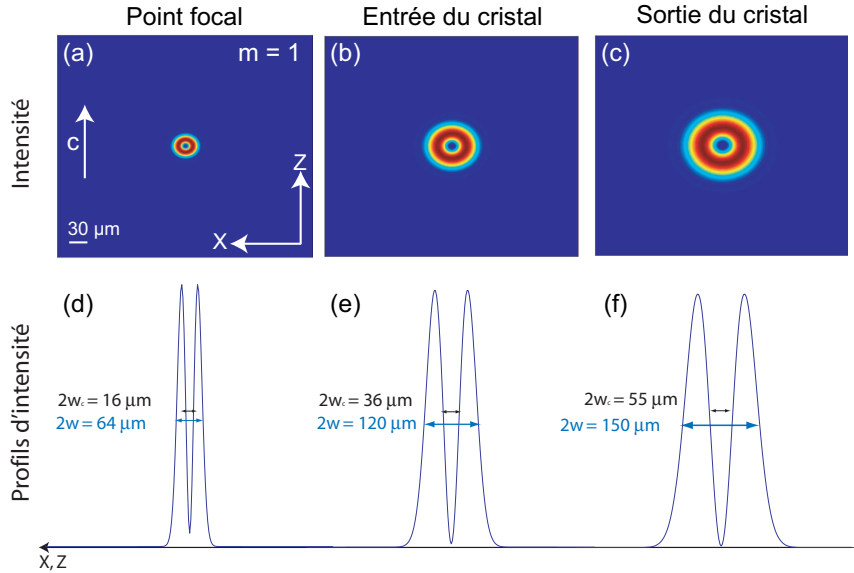


FIG. 5.2 – Distributions d'intensité numériques du vortex en régime linéaire au point focal (a), aux faces d'entrée (b) et de sortie (c) du cristal de $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ et profils d'intensité respectifs (d, e, f) en coupe Z ou X.

taille du vortex en entrée du cristal joue sur la dynamique temporelle du phénomène non linéaire. En effet contrairement au cas des solitons brillants, le profil global du faisceau

en sortie n'est pas le même qu'en entrée pour les solitons noirs (voir §1-Fig. 1.5). Ainsi la modulation d'indice inscrite dans le cas d'un vortex n'est pas la même tout au long de la propagation. Toutefois une non-linéarité photoréfractive-photovoltaïque faible sera suffisante pour la réalisation de guides.

5.2.1.1 Dynamique du phénomène

La dynamique d'autofocalisation du vortex est présentée sur la figure 5.3 pour une propagation selon l'axe Y. Comme nous l'avons déjà précisé au chapitre 4, cette configuration permet d'obtenir un profil d'indice le plus circulaire possible. Le faisceau est polarisé ordinairement afin de résoudre plus facilement la dynamique temporelle du phénomène. La figure 5.3 montre la dynamique en intensité du vortex en milieu non linéaire

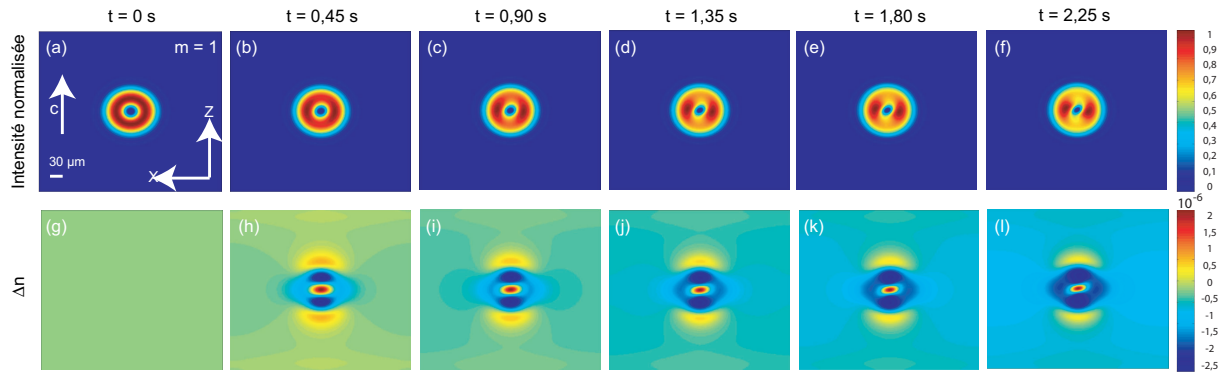


FIG. 5.3 – Dynamique de formation d'un quasi-soliton vortex de charge $m = 1$ dans un cristal de $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$. (a) diffraction en régime linéaire à $t = 0$ s puis en régime non linéaire quasi-établi de $t = 0,45$ s (b) à $t = 2,25$ s (f). Les figures d'indice correspondantes (h-l) sont également présentées.

sur 2,25 secondes (Fig. 5.3-(a-f)). La puissance est de $100 \mu\text{W}$ et aucune illumination de fond n'est appliquée (par défaut on considérera $r = 260$ afin de résoudre la dynamique du vortex). Nous représentons en complément l'évolution de la modulation de l'indice de réfraction créée dans le matériau (Fig. 5.3-(g-l)). Les distributions d'intensité du faisceau selon l'axe X et Z sont mesurées en sortie du cristal lors de la mise en place de l'effet photoréfractif du vortex de charge $m = 1$.

Il est notable de retrouver (voir chap. 3) la formation de lobes lumineux en périphérie du vortex ainsi qu'une diffraction un peu plus importante selon l'axe $\vec{c}$ du cristal. Cette dynamique montre également la formation, par le biais du quasi-soliton noir (2+1)-D, d'une zone d'indice plus forte au centre du matériau accompagnée selon l'axe Z de rebonds d'indice fort (Fig. 5.3-l).

La figure 5.4 montre alors l'évolution des diamètres extérieurs et de cœur du vortex. On peut remarquer la défocalisation des zones lumineuses qui mènent à la focalisation du

cœur noir du vortex dans les deux dimensions. La dynamique de focalisation est lente mais un début de stabilisation apparaît. La charge topologique du vortex et l'axe privilégié $\vec{c}$ mènent à une asymétrie dans le profil du vortex (Fig. 5.4-b). Les parties lumineuses du vortex s'élargissent et le cœur noir du vortex se rétrécit selon les deux axes. Une légère

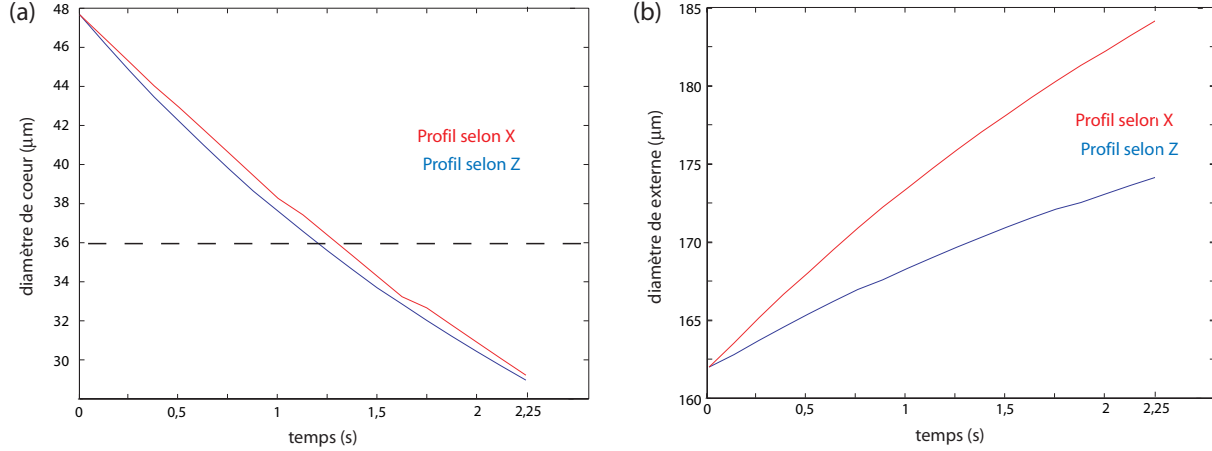


FIG. 5.4 – Evolution des diamètres de cœur et externe d'un vortex polarisé ordinairement et d'un diamètre de $50 \mu\text{m}$ de $t = 0$ à $t = 2,25$ s, (a) diamètre de cœur, et diamètre externe (b) selon les axes X (bleu) et Z (rouge). Le trait en pointillés indique la taille du cœur en entrée.

différence d'autofocalisation est notable entre les deux axes de focalisation (X et Z). Nous vérifions ici que le profil selon l'axe transverse (X) à l'axe photovoltaïque bénéficie d'une autofocalisation légèrement plus rapide, ce qui ne favorise pas la formation d'un soliton circulaire en (2+1)-D. Nous obtenons cependant ici des tailles analogues au faisceau d'entrée et donc un quasi-soliton vortex noir (2+1)-D.

5.2.1.2 Profil du guide inscrit

Nous cherchons ensuite à analyser la modulation d'indice inscrite dans le matériau par ce quasi-soliton vortex. La figure 5.5-(a,b) montre la modulation d'indice inscrite dans le matériau en régime quasi-établi et lue lors de la propagation d'une onde gaussienne de large rayon en son sein. Les profils correspondants montrent la forme asymétrique de la modulation d'indice. On remarque alors des zones d'indice faible ou antiguides qui font fuir la lumière autour de la zone centrale d'indice élevé (Fig. 5.5-(d,e)) et des rebonds d'indice important selon la coupe Z (Fig. 5.5-(g,h)). Ainsi après injection d'un faisceau de taille $w_0=25 \mu\text{m}$ dans le guide inscrit par le vortex ($36 \mu\text{m}$), les profils de l'onde guidée montrent des tailles de $36 \mu\text{m}$ de diamètre selon Z et $61 \mu\text{m}$ de diamètre selon X (Fig. 5.5-(f,i)). Cela indique un bon confinement de la lumière selon l'axe $\vec{c}$ lié à une amplitude de la variation d'indice plus importante selon cet axe (Fig. 5.5-(g,h)). Le confinement selon l'axe X est plus faible puisque la variation d'indice a une amplitude plus faible (Fig. 5.5-d).

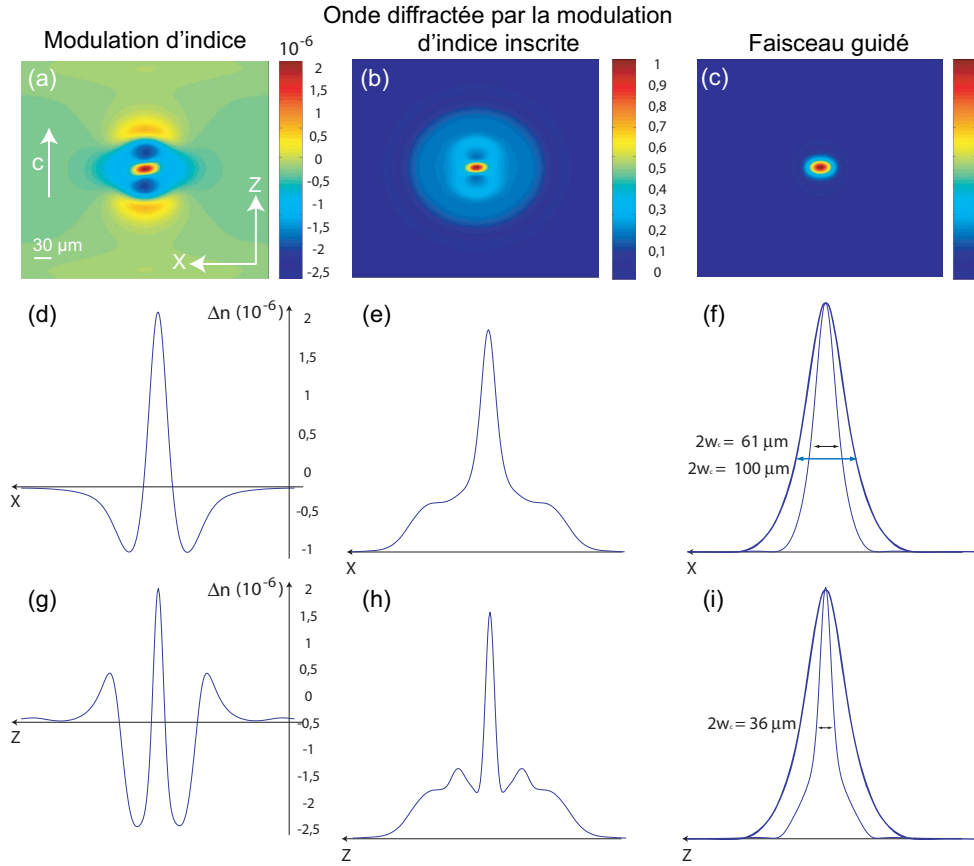


FIG. 5.5 – Distribution de la modulation d'indice inscrite par vortex de charge $m = 1$ après $t = 2,25$ s (a), et profils selon l'axe X (d) et l'axe Z (g). Distribution d'intensité (b,c), et profils en coupe Z (e,f) et X (h,i) respectivement pour une onde gaussienne plus large traversant le matériau et la lumière guidée. En bleu foncé sont affichés les profils en régime linéaire ($2w=100 \mu\text{m}$).

5.2.2 Résultats expérimentaux

Expérimentalement nous injectons un vortex de charge $m = 1$ de $100 \mu\text{W}$ de puissance et de $120 \mu\text{m}$ de diamètre extérieur¹ sur la face d'entrée d'un cristal de $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$. Le vortex se propage sur une distance de 9 mm de long et est polarisé ordinairement (perpendiculairement à l'axe $\vec{c}$).

Les faces d'entrée et de sortie du milieu peuvent ainsi être imagées sur la caméra CCD. Les figures 5.6-a et 5.6-b montrent respectivement le vortex en entrée et en sortie du cristal en présence d'une charge topologique unique avant mise en place de l'effet non linéaire. Elles sont accompagnées de leurs profils respectifs selon les axes X (c,d) et Z (e,f).

La singularité fait apparaître un cœur légèrement elliptique. Les dimensions passent

¹Les tailles des profils expérimentaux sont données avec une incertitude de 10 %.

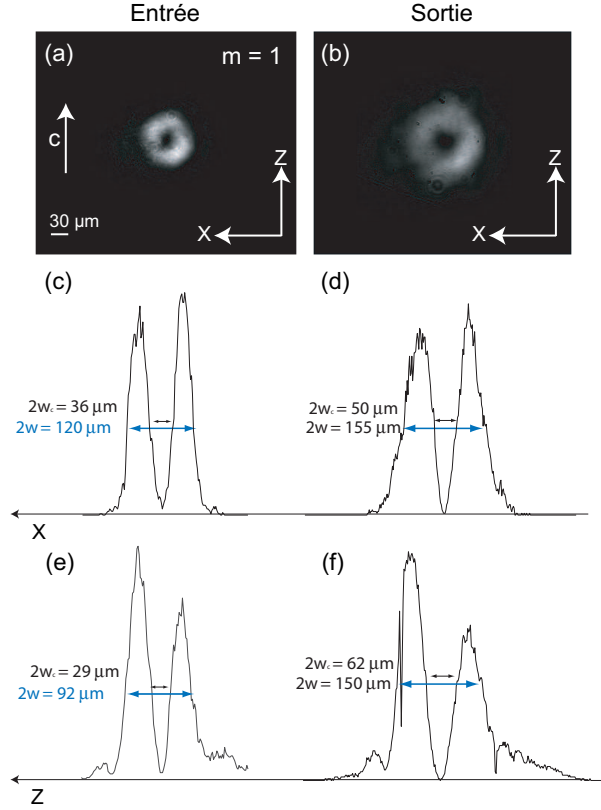


FIG. 5.6 – Résultats expérimentaux : Images du faisceau en entrée (a) et en sortie (b) du cristal de LiNbO₃:Fe et profils selon l'axe X (c,d) et selon l'axe Z (e,f).

de 36 μm selon X et 29 μm selon Z en entrée et respectivement de 50.4 μm et 61 μm en sortie (Fig. 5.17-b). Cette ellipticité est probablement liée à la présence d'astigmatisme dans le montage expérimental.

5.2.2.1 Dynamique du phénomène

La dynamique de l'effet non linéaire agissant sur le vortex pendant un temps d'exposition de 50 minutes est présentée sur la figure 5.7². Les profils selon X et Z permettent de se rendre compte de l'élargissement global du faisceau. Selon le signe de la charge du vortex, la lumière fuit les zones de faibles indices vers la droite ou la gauche. Ceci permet d'obtenir une zone centrale d'indice plus fort qui se rétrécit. Nous voyons alors la formation des lobes lumineux. La défocalisation de la lumière mène à un rétrécissement du cœur du vortex (Fig. 5.7-d) sous l'action de l'effet photoréfractif (Fig. 5.7-(e-g)) pour former un quasi-soliton vortex noir elliptique.

La figure 5.8 montre que la focalisation du cœur est plus rapide selon l'axe transverse (i.e X) à l'axe c (i.e Z) puisque ce dernier porte la direction de l'effet photovoltaïque.

²La différence temporelle avec les résultats numériques a déjà été explicitée auparavant (chap. 4).

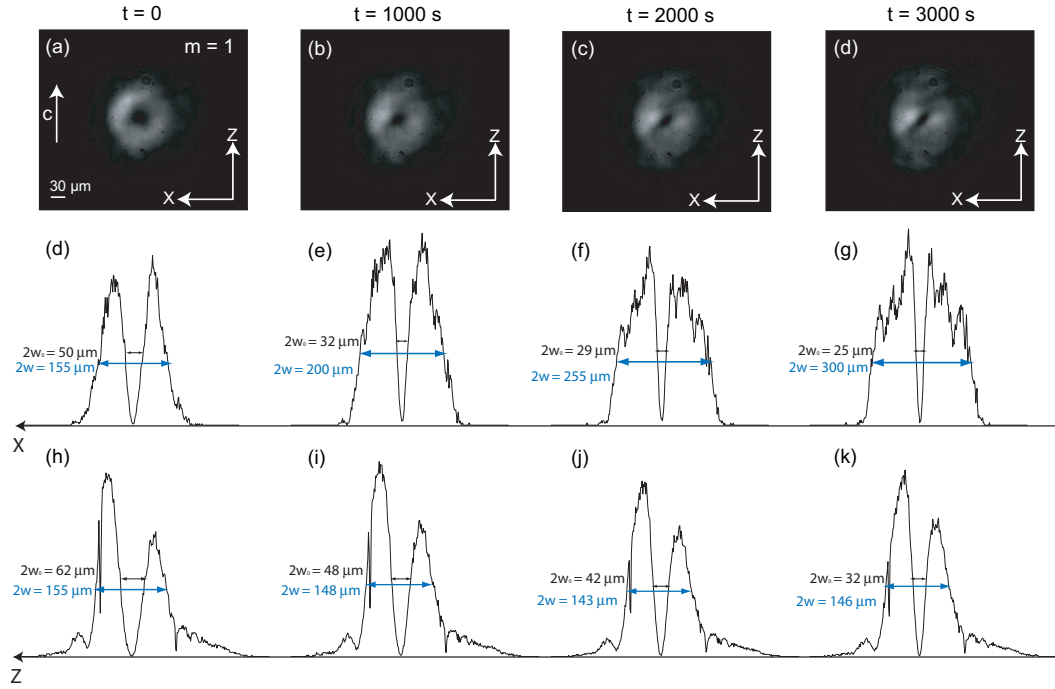


FIG. 5.7 – Formation expérimentale d'un quasi-soliton vortex en milieu photoréfractif photovoltaïque pour $m = 1$ en régime linéaire (a) puis en régime quasi-établi après 50 minutes (d). Profils du faisceau selon l'axe X (d-g) et selon l'axe Z (h-k).

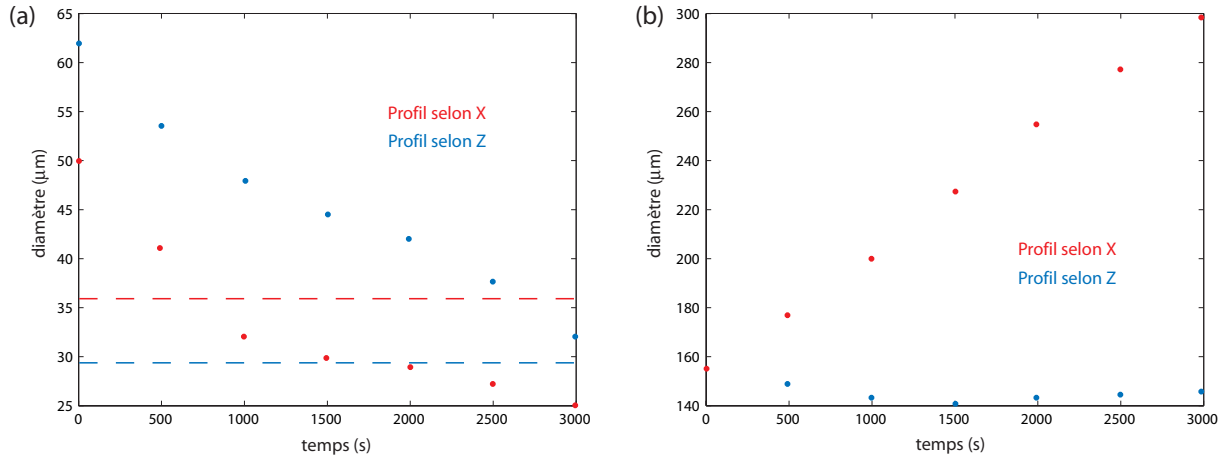


FIG. 5.8 – Courbes représentant l'évolution de la taille du diamètre interne (a) et du diamètre externe (b) du vortex selon les axes X (bleu) et Z (rouge) par rapport aux tailles respectives en entrée du cristal (pointillés).

Combinée à l'asymétrie du profil d'entrée, la diffraction du profil extérieur selon l'axe X est très importante. Les tailles sont alors analogues à celles en entrée du cristal puis plus faibles, de 25 et 32 μm (Fig. 5.7-(g,k)). Ce piégeage indique qu'une variation d'indice est inscrite dans le milieu formant un guide dans le cristal.

5.2.2.2 Profils de la modulation d'indice et du guide inscrits

Afin de vérifier la présence de ce guide inscrit, nous éclairons le cristal par une onde plane large. Celle-ci va être diffractée par la modulation d'indice ce qui nous permet d'avoir un aperçu qualitatif de celle-ci. L'intensité de l'onde diffractée (Fig. 5.9-(c,e)) donne une image de Δn inscrit en bon accord avec les résultats numériques (Fig. 5.5-(c,e)).

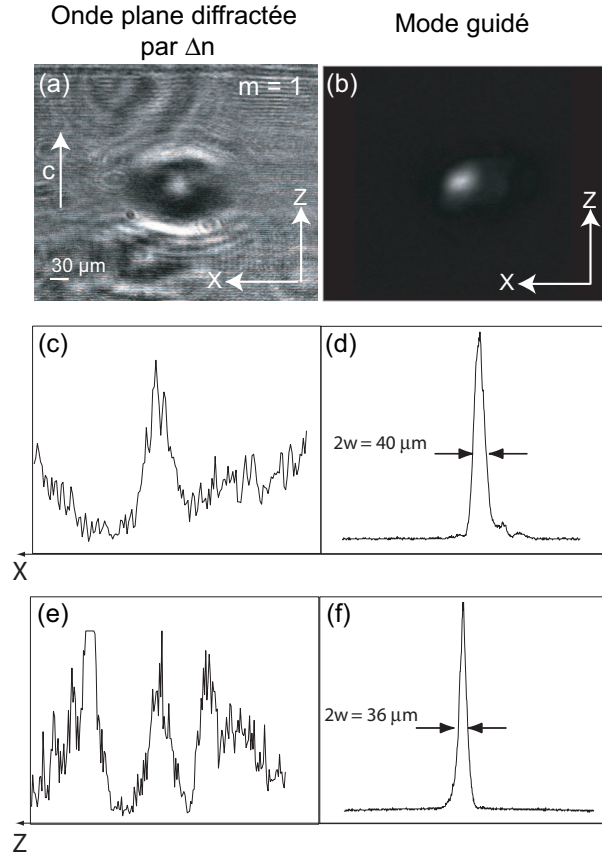


FIG. 5.9 – Distribution d'intensité en sortie d'échantillon après induction d'un guide par un faisceau vortex puis lecture avec une onde plane (a) ou par injection dans la partie centrale (b). Profils correspondants selon l'axe X (c,d) et Z (e,f).

La zone antiguidante sombre correspond à des zones d'indice faible. Les zones brillantes ont un indice fort (Fig. 5.9-a). Un faisceau gaussien, de faible puissance afin de ne pas détruire le guide inscrit, y est injecté. En pratique, nous avons rapproché le cristal du point de focalisation du faisceau afin d'optimiser les conditions d'injection. La lumière de ce faisceau est efficacement piégée par le guide induit comme le montre la figure 5.9-b. Nous observons en sortie des dimensions selon les axes Z (Fig. 5.9-d) de 36 μm et selon X (Fig. 5.9-f) de 41 μm semblables aux dimensions du faisceau injecté en entrée du cristal. Nous sommes donc ici en présence d'un guide efficace (2+1)-D créé par un vortex (2+1)-D dont les comportements correspondent avec nos prédictions numériques (Fig. 5.5).

Ceci montre les capacités d'un faisceau vortex de dimensions lumineuses finies pour induire des guides (2+1)-D [110] dans un cristal photoréfractif-photovoltaïque de niobate de lithium dopé fer. Les propriétés du vortex nous permettent d'envisager la réalisation de jonctions 1 vers m via des vortex de charge multiple m ou par un vortex doté de multiples charges unitaires $m = 1$.

5.3 Création de jonctions par vortex

5.3.1 Création d'une jonction Y via 2 charges unitaires

5.3.1.1 Résultats numériques

Dans un premier temps, nous simulons la propagation dans le milieu photoréfractif d'un vortex disposant de plusieurs charges topologiques $m_1 = m_2 = 1$. Un faisceau gaussien illumine un hologramme doté deux charges topologiques. Dans la représentation que nous avons déjà utilisée, le laser illumine un réseau avec deux motifs en forme de fourchette identiques (Fig. 5.10).

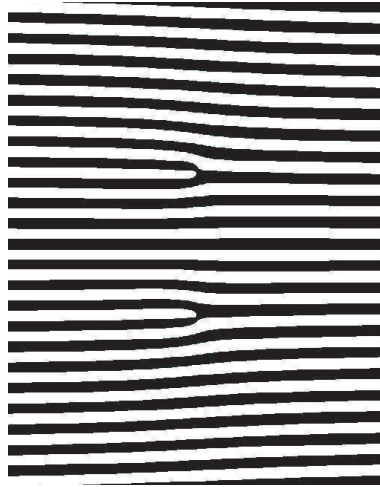


FIG. 5.10 – Hologramme de type réseau montrant la présence de deux charges topologiques $m = 1$ disposées sur un axe vertical.

Les charges sont proches et sont disposées sur un axe vertical, séparées par seulement quelques pas du réseau. Le faisceau, après diffraction sur le réseau, est ensuite filtré spatialement. La figure 5.11-a montre le vortex créé en entrée de cristal doté de deux charges topologiques identiques proches, réparties selon l'axe vertical. Leur proximité ne laisse alors paraître qu'un trou unique au centre du faisceau dû à la proximité des deux singularités (Fig. 5.11-a). Les dimensions du faisceau en entrée du cristal sont de $68 \mu\text{m}$ selon Z

et $64 \mu\text{m}$ selon X. Le cœur a des dimensions respectives de 20 et $16 \mu\text{m}$. Une propagation sur une longueur de diffraction est simulée dans ce cas. Les résultats de cette propagation après une longueur de diffraction ($y=L$) en régime linéaire et régime non linéaire sont alors présentés.

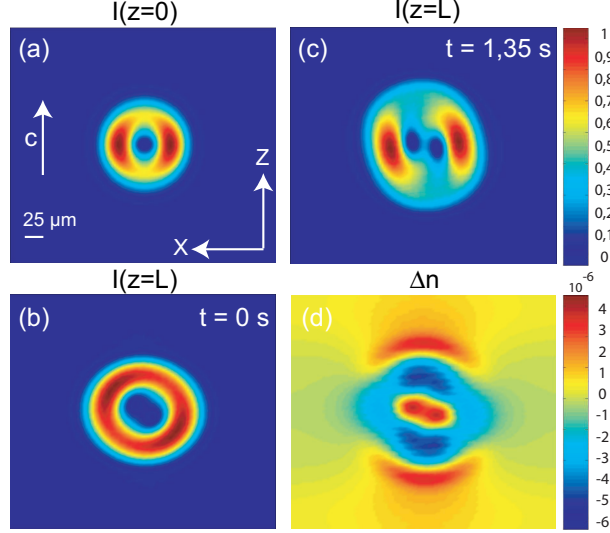


FIG. 5.11 – Propagation d'un faisceau vortex doté de deux charges $m = 1$. Images en entrée de cristal (a), en sortie en régime linéaire (b), en sortie en présence de l'effet photoréfractif (c) et distribution d'indice après un temps d'écriture de $1,35 \text{ s}$ (d).

En sortie du cristal (Fig. 5.11-b), les charges initialement disposées selon l'axe vertical se sont éloignées l'une de l'autre et se répartissent sur un axe incliné de 45° par rapport à l'axe X. Cette disposition des charges topologiques dépend du nombre de longueurs de diffraction sur lesquelles le faisceau s'est propagée. Cette propriété est plus visible après que le régime non linéaire se soit installé (Fig. 5.11-c), régime dans lequel les cœurs noirs se sont refermés autour de chacune des singularités présente. Ces trajectoires particulières des charges au gré de leur propagation a été démontrée par Luther *et al.* [210]. Nous pouvons alors supposer que ce processus permette de générer un nombre de cœurs noirs multiples en sortie.

Nous pouvons alors émettre l'idée que la propagation non linéaire de ce faisceau vortex de charge multiple peut amener à la création de jonctions (1 entrée, M sorties) dans le milieu non linéaire.

5.3.1.2 Résultats expérimentaux

Nous retrouvons tout d'abord expérimentalement la propriété démontrée par Luther-Davies *et al.* [210]. Nous montrons sur la figure expérimentale 5.12 les distributions d'intensité d'un vortex doté de deux charges topologiques $m = 1$ proches et alignées selon l'axe Z au point focal (Fig. 5.12-a). Au cours de leur propagation en espace libre, nous

constatons alors une rotation progressive des deux trous. Ces deux charges sont donc entrelacées au cours de leur propagation. Après une longueur de diffraction (Fig. 5.12-b) les deux charges sont alignées selon un axe orienté à 45° de l'horizontal. Cet axe d'alignement des charges tend vers une inclinaison de 90° en champ lointain (Fig. 5.12-c). Nous pou-

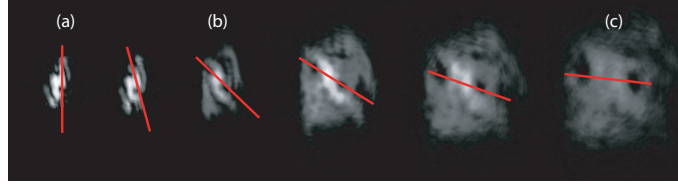


FIG. 5.12 – Rotation et entrelacement de deux charges égales disposée sur un même axe lors de leur propagation en milieu linéaire : (a) au waist du faisceau, (b) après une longueur de diffraction, (c) en champ lointain.

vons dès lors vérifier expérimentalement le comportement qualitatif du vortex en milieu photoréfractif. En milieu non linéaire, la paire de charge forme un trou unique dans le faisceau en sortie du cristal en raison de leur proximité (Fig. 5.13-a). L'interférogramme présenté sur la figure 5.13-g permet de vérifier leur présence. L'entrelacement est visible par la position des 2 singularités formant un trou unique en sortie du cristal. L'alignement des trous est orienté selon un axe à 45° de l'horizontal après une longueur de diffraction comme prévu par le modèle. La propagation dans le milieu non linéaire induit ensuite une autofocalisation autour de chaque singularité formant deux guides noirs en sortie de cristal (Fig. 5.13-(b-f)). L'expérience fait apparaître un trou en entrée et deux en sortie

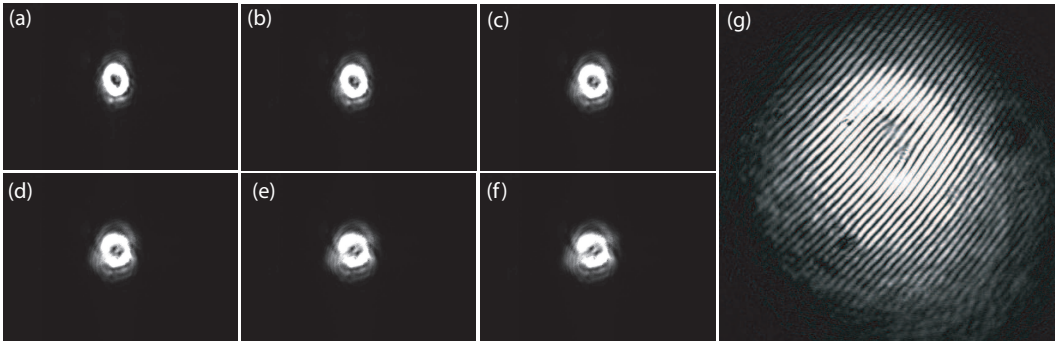


FIG. 5.13 – Propagation d'un vortex constitué de deux charges $m = 1$. Interférogramme entre une onde plane et ce vortex (a). Images du faisceau en sortie en régime linéaire (b) puis au cours du régime d'autofocalisation (c-f).

après une longueur de propagation. Nous allons étudier en détail ce comportement du vortex afin d'évaluer la possibilité de réaliser une jonction 1 vers 4 (1 entrée vers 4 sorties) dans le cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$.

5.3.2 Création d'une jonction 1 vers 4 à l'aide d'un vortex de charge $m = 4$

La possibilité de créer des jonctions à sortie multiple permet d'envisager une application originale à l'induction de structures guidantes par vortex en utilisant ici une propriété des vortex de charge multiple.

Il a été démontré expérimentalement [171] que les vortex dont le moment orbital est supérieur à 1 n'ont pas de distribution d'intensité stable au cours de leur propagation du fait de la diffraction et par la présence d'effets non linéaires, ou encore d'une anisotropie du milieu de propagation. En conséquence, la charge multiple ($m > 1$) du vortex se sépare spontanément en m charges unitaires. Ainsi un vortex de charge $m = 4$ se séparera en 4 vortex de charges $m = 1$ distinctes. L'instabilité de ces vortex de charge supérieure mène à une redistribution d'intensité spécifique. Dans le cas d'un milieu photoréfractif-photovoltaïque, les charges se séparent mais restent proches et alignées. De plus elles se disposent selon l'axe perpendiculaire à l'axe photovoltaïque (axe $\vec{c}$) [171], ce que nous vérifierons. Toutefois le comportement dislocatif du vortex n'est à ce jour pas complètement expliqué.

5.3.2.1 Résultats numériques

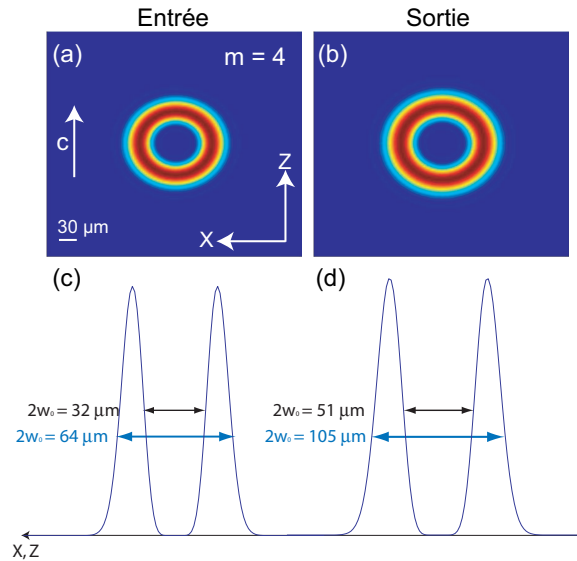


FIG. 5.14 – Profils en intensité du vortex de charge $m = 4$ en régime linéaire aux faces d'entrée (a) et de sortie (b) du cristal de LiNbO₃ :Fe, propagation selon l'axe Y.

La figure 5.14 montre la distribution d'intensité d'un vortex de charge $m = 4$ à l'entrée et à la sortie d'un cristal de 9 mm en régime linéaire. Les profils selon l'axe X et Z (Fig. 5.14-(c,d)) montrent un faisceau vortex de charge $m = 4$. Ce vortex est à l'origine formé à partir d'un faisceau de $32 \mu\text{m}$ de rayon.

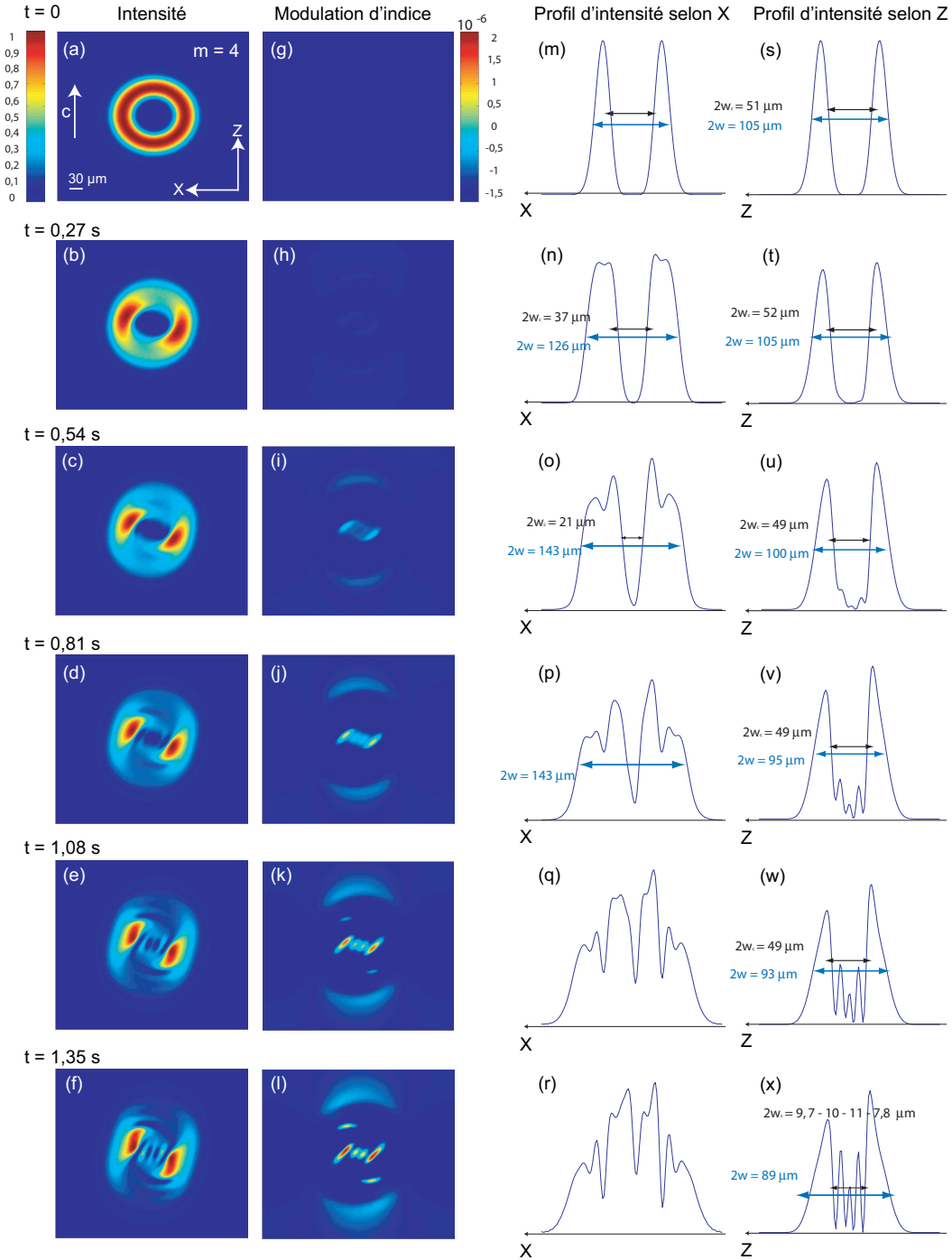


FIG. 5.15 – Evolution des distributions d'intensité d'un vortex de charge $m = 4$ lors de la propagation dans un cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ de $t = 0$ s (a) à $t = 1,35$ s (f) et distributions d'indice correspondantes (h-l). Les profils d'intensité sont donnés colonnes de droite selon l'axe X (m-r) et l'axe Z (s-x).

A l'entrée du cristal, le diamètre est de $64 \mu\text{m}$ et le diamètre en sortie du cristal de $75 \mu\text{m}$. Comme il a déjà été présenté (chap 2, Fig. 2.5), la charge multiple du

vortex donne un profil d'anneau lumineux plus étroit et un cœur plus large que pour une charge topologique simple. Nous présentons sur la figure 5.15 les distributions et les profils d'intensité du vortex selon les axes X et Z ainsi que les modulations d'indice inscrites au cours du temps ($\Delta t = 0,27$ s). En présence de l'effet photoréfractif, la lumière fuit les zones d'indices faibles et se recentre vers les zones d'indice fort présentes au niveau des deux lobes lumineux. Ces lobes sont alignés avec les charges topologiques qui se sont séparées selon un axe incliné de quelques degrés par rapport à l'horizontal (Fig. 5.15-(b-e)).

L'effet photoréfractif de ce milieu défocalisant fait également apparaître une autofocalisation graduelle autour de chaque charge (Fig. 5.15-(c-f)) que l'on retrouve sur les profils d'intensité selon l'axe Z (Fig. 5.15-(s-x)) et l'axe X (Fig. 5.15-(m-r)). La modulation d'indice apparaît doucement et de la même manière que pour le quasi-soliton, laisse apparaître une zone d'indice plus importante au centre, accompagnée de rebonds selon l'axe Z (Fig. 5.15-l) après 1,35 s d'écriture. La zone centrale de fort indice est scindée en 4 proches zones d'indice fort. Des zones antiguidantes étendues sont visibles au-dessus et en dessous des charges. Il y a donc ici création de 4 cœurs noirs séparés à partir d'un vortex de charge multiple ($m = 4$).

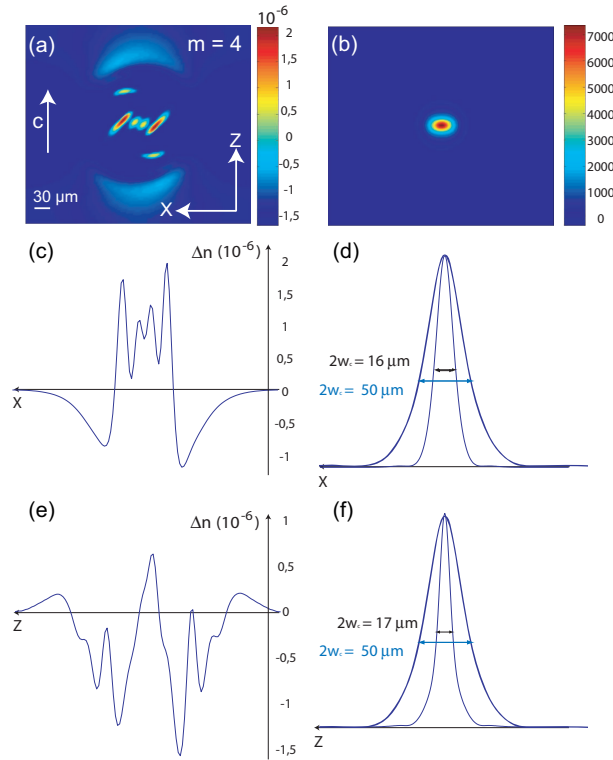


FIG. 5.16 – Profils (b, c) de la modulation d'indice (a) et du faisceau injecté (b) pour sonder Δn inscrit par un vortex de charge $m = 4$ après 9 mm de propagation dans le niobate de lithium. Les courbes bleues montrent les profils en intensité du faisceau en régime linéaire.

Pour tester cette structure, nous injectons un faisceau gaussien afin d'observer les propriétés de guidage. Même si la structure d'indice est composée de plusieurs cœurs.

Leur proximité et la faiblesse de la modulation d'indice fait apparaître un seul maximum dans la distribution d'intensité du faisceau sonde. En effet la modulation d'indice calculée permet de mesurer les largeurs de guides qui sont respectivement de 10, 5, 7.5 et 12.5 μm , d'amplitudes de modulation respectives $\Delta n = 2, 0.7, 0.7$, et 2×10^{-6} .

Cependant il est possible d'envisager un ajustement des paramètres afin d'obtenir des variations d'indice plus fortes et une séparation plus importante des guides d'indice fort, par exemple en augmentant l'intensité ou la distance de propagation en milieu non linéaire.

5.3.2.2 Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 5.17 en inversion de contraste afin rendre plus évidente la distribution d'intensité. La lumière est donc définie en présence de zones sombres. La singularité multiple fait apparaître, en régime linéaire, un cœur légèrement non homogène et elliptique de dimensions 36 μm et 29.3 μm en entrée (Fig. 5.17-a) et de 53 μm et 60 μm en sortie (Fig. 5.17-b) selon les axes Z et X. La

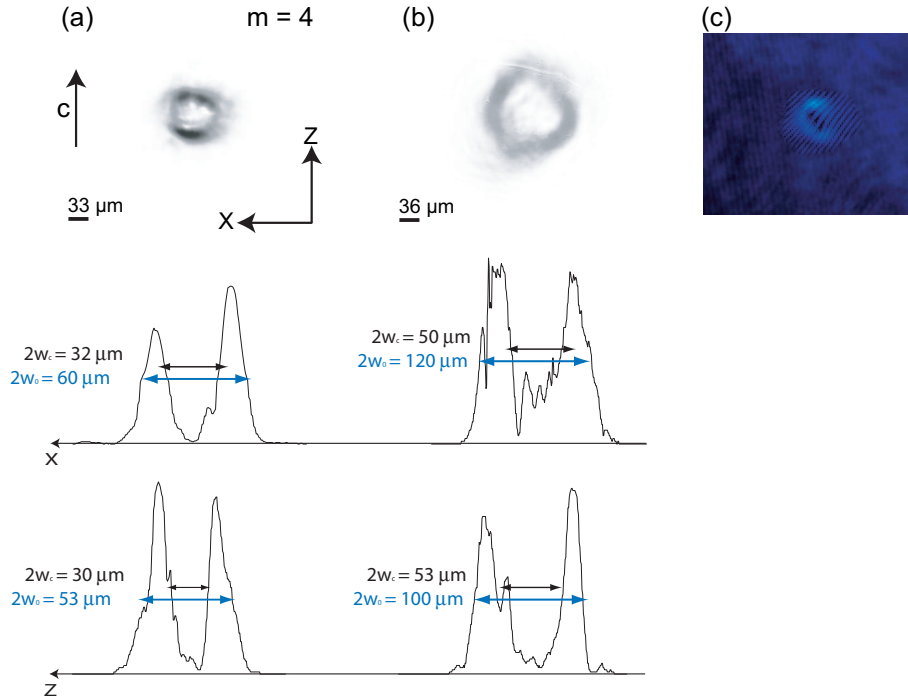


FIG. 5.17 – Résultats expérimentaux en régime linéaire : Images en entrée (a) et en sortie (b) du cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ en inversion de contraste. Profils correspondants selon les axes X (d,e) et Z (f,g). (c) Interférogramme du vortex avec une onde plane en vraies couleurs.

disposition particulière des charges est déjà visible en entrée et en sortie du cristal avec ces profils elliptiques. L'anisotropie du milieu pourrait être la cause de cette séparation

précoce des charges [171]. La figure d'interférence (Fig. 5.17-h) montre la séparation de la charge $m = 4$ en 4 charges $m = 1$ (Fig. 5.17-g) selon un axe incliné par rapport à l'axe X.

Si on regarde maintenant le comportement du faisceau en présence de l'effet non linéaire en sortie du cristal de $t = 0$ s à $t = 50$ mins (Fig. 5.18-(a-f)), on observe l'auto-focalisation progressive autour de chacun des 4 cœurs sombres. La lumière s'échappe ici totalement des parties hautes et basses après 50 minutes pour s'agglomérer à droite et à gauche de l'alignement des charges. La dynamique des vortex évolue en bon accord avec les résultats numériques montrés précédemment. Les 4 cœurs noirs sont alors visibles.

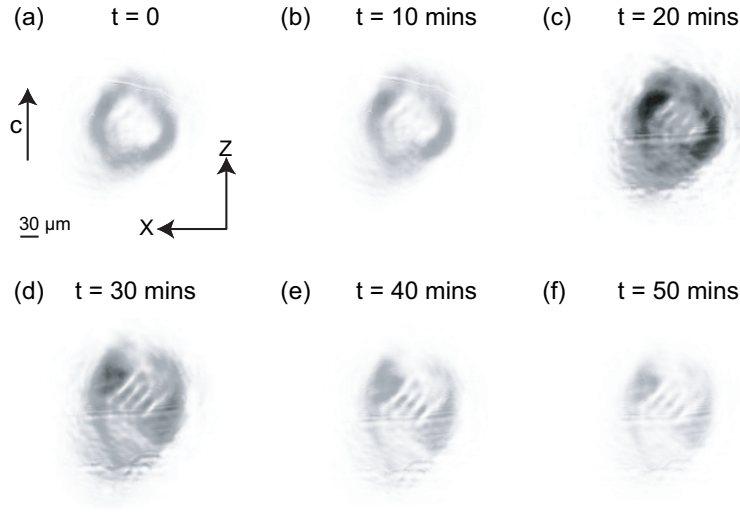


FIG. 5.18 – Dynamique de redistribution d'intensité d'un vortex de charge $m = 4$ lors de la traversée d'un cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ de 9 mm de long.

Comme le montrent les simulations, bien que la distribution d'intensité du vortex montre des zones sombres et lumineuses bien séparées, avec des tailles allant de 10 à 24 μm (Fig. 5.19-(a,c)). Chaque zone d'indice fort ne donnera pas de guides indépendants mais un mode large faiblement guidé est observé (Fig. 5.19-(b,d)) après injection d'un faisceau de diamètre de 32 μm

5.3.2.3 Remarque

Il est évident ici que nous ne maîtrisons pas le phénomène de séparation des charges d'un vortex de charge multiple. Pour y parvenir, une analyse précise de la disposition des singularités serait utile. Toutefois il resterait à élucider les conditions de séparation et le comportement du caractère dislocatif des vortex de charge multiple ainsi que la distance entre chaque singularité. De plus une variation de l'intensité et de la distance de propagation en milieu non linéaire pourrait améliorer l'inscription de guides. Nous pourrions ainsi contrôler plus efficacement, la taille, la distance et le couplage entre les différents guides inscrits.

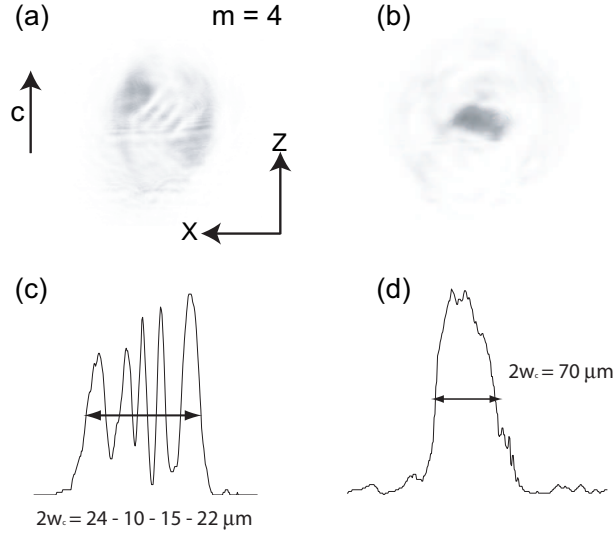


FIG. 5.19 – Modulation d'indice et guide expérimentaux créé par un vortex de charge 4.

Cependant, le nouveau modèle numérique que nous avons développé décrit ici de manière assez précise la combinaison entre l'effet non linéaire et la propagation des vortex multiple en leur sein. Il pourrait aussi nous aider à trouver les conditions nécessaires permettant de créer une jonction multiple par des guides suffisamment profonds pour être efficaces.

5.4 Conclusion

Nous avons présenté ici la possibilité de créer des guides multiples par effet photoréfractif-photovoltaïque dans un cristal de niobate de lithium dopé fer. Bien que cet effet non linéaire soit asymétrique et anisotrope, un quasi-soliton a été créé avec la possibilité de générer des jonctions Y ou 1 vers M en maîtrisant mieux les paramètres de formation. Ces structures se basent sur une propriété de dislocation des vortex. Ainsi le nombre de jonctions est lié à la charge topologique initialement portée par le vortex. Notre nouveau modèle numérique permet d'appréhender correctement le comportement complexe des vortex dans le cas d'un matériau photoréfractif.

Conclusion et Perspectives

Le système de Kukhtarev, donnant l'évolution des densités de courants dans le milieu photoréfractif, est impossible à résoudre analytiquement en (2+1)-D et les modèles existants sont souvent restrictifs.

Pour résoudre la propagation des ondes en (2+1)-D dans un milieu photoréfractif, Zozulya *et al.* ont développé en 1995 un modèle numérique. Ce modèle développé en régime établi puis en régime dynamique donne une idée du comportement des ondes gaussiennes et des vortex dans le milieu photoréfractif. Toutefois, ce modèle ne tient pas compte d'un certain nombre de caractéristiques du système d'équation régissant l'effet photoréfractif : l'anisotropie du milieu (ϵ n'est pas un scalaire), la saturation possible des donneurs ionisés, l'influence d'une troisième dimension spatiale, le taux de dopage. De plus la complexité de la méthode numérique limite la résolution spatiale. En outre ce modèle n'apporte qu'une compréhension partielle de la dynamique complexe des solitons.

Nous nous sommes attachés à développer un nouveau modèle numérique original en (3+1)-D. Basé sur les équations de l'électrostatique, ce modèle permet notamment d'étudier de façon rapide et précise le comportement du vortex en milieu photoréfractif-photovoltaïque. Il traite de façon tensorielle les équations afin de les résoudre en (3+1)-D, prend en compte de nouveaux paramètres et convient également pour décrire parfaitement le comportement de solitons brillants [201] ou noirs vortex [202].

Nous avons utilisé ce modèle pour montrer l'impact tensoriel de l'effet electro-optique sur la propagation d'un vortex en milieu photoréfractif en fonction de sa charge, de sa polarisation et de sa direction de propagation. La démonstration expérimentale réalisée dans un cristal photoréfractif défocalisant de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ confirme les prédictions de notre modèle (3+1)-D. Les simulations numériques et les expériences montrent que les phénomènes observés sont dus à la fois à la rotation de la phase du vortex et aux composantes transverses du champ de charge d'espace créé au sein du matériau. L'influence de la nature tensorielle de l'effet électro-optique amène un profil différent pour chaque couple direction de propagation-signes du moment orbital, cela peut permettre d'identifier les axes cristallographiques du matériau et constitue donc une méthode d'analyse.

Nous avons également présenté ici la possibilité de créer des structures guidantes (3+1)-D par vortex par effet photoréfractif-photovoltaïque dans un cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$.

Bien que l'effet non linéaire soit anisotrope, un quasi-soliton a été créé et des modulations d'indice complexes permettant d'envisager la réalisation de jonctions ont été démontrées. Celles-ci présentent la particularité de se baser sur une propriété de dislocation des vortex. Ainsi le nombre de jonctions est lié à la charge topologique portée par le vortex. Ces résultats sont les premiers à présenter des jonctions auto-induites (2+1)-D par vortex dans un milieu photoréfractif-photovoltaïque en bon accord avec notre nouveau modèle numérique. Une étude approfondie des propriétés de dislocation permettrait d'optimiser les paramètres.

A travers cette étude des vortex, le comportement complexe de singularités dans un système non linéaire photoréfractif a également été clarifié. Ce modèle peut donc être potentiellement appliqué à des systèmes physiques différents.

Toutefois notre étude fait apparaître que le profil complexe caractéristique des vortex n'est pas le plus adapté pour la réalisation de solitons. En effet nous avons choisi cette méthode en raison de l'absence d'un champ appliqué externe. Malgré tout, cette mise en œuvre simplifiée pour la réalisation de structures guidantes se heurte à l'instabilité des vortex alliée à l'anisotropie du milieu photoréfractif. Comme nous avons pu le voir, la complexité de la propagation de vortex et l'obtention de guides non circulaires donnent des résultats moins prometteurs que l'utilisation de solitons brillants avec champ appliqué, ceux-ci ayant l'avantage d'un profil d'intensité localisé. Des études sont en cours afin de s'affranchir du champ appliqué par exemple en utilisant l'effet pyroélectrique.

L'utilisation de différentes structures solitoniques pour la fabrication de guides est donc possible. La prochaine étape dans la réalisation de ces structures d'indice est leur figeage afin de pouvoir les utiliser sans soucis de durée de vie. Une autre idée est de produire des guides actifs. Ainsi il serait intéressant de pouvoir réaliser dans du niobate dopé une cavité soliton pour obtenir un effet laser, par exemple par pompage optique dans du niobate de lithium dopé erbium. Des cavités lasers multiples exploitant l'effet photoréfractif pourraient alors être envisagés. Un autre objectif est d'induire des guides au sein de cristaux de LiNbO_3 périodiquement inversé afin d'exploiter efficacement des interactions paramétriques pour la conversion de fréquences par quasi-accord de phase ou pour l'amplification paramétrique.

Les travaux autour des solitons photoréfractifs sont donc loin d'avoir tout dévoilé. Il est clair que la photoinduction de guides permanents est un domaine où les solitons spatiaux photoréfractifs possèdent un atout indéniable. Par ailleurs la mise en évidence de nouveaux phénomènes physiques tels que la propagation dans les milieux périodiques non linéaires est grandement facilitée dans ces matériaux photoréfractifs. Cela justifie l'intérêt constant pour ce domaine de recherche.

Annexe : Procédé de fabrication des hologrammes en salle blanche

A partir d'un wafer circulaire de Silicium (Si) de 4 pouces de 500 μm d'épaisseur et d'un masque physique.

Etape 1 : Premier dépôt titane de 200 nm avec e-beam

Etape 2 : Résine S1813 (TP600 - droite) sur titane

HMDS dépôt, passivation 1 min puis 30 sec / Vit 4000 / acc 4000

Enduction S1813 30 sec / Vit 3000 / acc 4000

Recuit 120 ° C pdt 2 min ; Laisser refroidir

Etape 3 : Insolation et développement face titane

Insolation 60 mJ/cm² - Masque 'tit' - chambre à vide - Bottom side

Développement AZ 726 pdt 45 sec ; Séchage

Etape 4 : Deuxième dépôt titane

Processer face titane

Dépôt d'une couche à $\lambda/4$ (118 nm)

Etape 5 : Lift-off de la deuxième couche titane ; Acétone plus ultra-sons

Etape 6 : Découpe scie de précision ; Lame de scie 200 μm épaisseur

Etape 7 : Décollage après insolation au moins 3 min en face Titane

Bibliographie

- [1] J. P. Chambaret, C. Le Blanc, G. Chériaux, P. Curley, G. Darpentigny, P. Rousseau, G. Hamoniaux, A. Antonetti, and F. Salin, "Generation of 25-tw, 32-fs pulses at 10 hz," *Optics Letters* **21**, 1921–1923 (1996).
 - [2] R. Graves, *Les mythes grecs* (Livre de Poche, 2002).
 - [3] M. Nisard, *Oeuvres de Tite-Live (59 av. J-C. à 17 ap. J-C) : Des origines lointaines à la fin de la royauté*, vol. I of *Histoire Romaine* (1864).
 - [4] B. Guizal and J. M. Dudley, "Ibn sahl : inventeur de la loi de la réfraction," *Pour La Science* **301**, 24–26 (2002).
 - [5] I. du Monde Arabe, *L'Âge d'or des sciences arabes* (Actes Sud, 2005).
 - [6] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical solitons ; from fibers to photonic crystals*. (Elsevier, 2003).
 - [7] J. S. Russel, *Report of the fourteenth Meeting of the British Association of science* (Londres, 1884), chap. Report on waves.
 - [8] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics, 2nd Edition* (Academic Press, San Diego, 2003).
 - [9] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers : I. anomalous dispersion," *Applied Physics Letters* **23**, 142–144 (1973).
 - [10] Y. Silberberg, "Collapse of optical bullets," *Optics Letters* **15**, 1282–1284 (1990).
 - [11] H. S. Eisenberg, M. Morandotti, and Y. Silberberg, "Kerr spatiotemporal self-focusing in a planar glass waveguide," *Physical Review Letters* **87**, 3902–3905 (2001).
 - [12] C. Conti, S. Trillo, P. D. Trapani, G. Valiulis, A. Piskarskas, O. Jedrkiewicz, and J. Trull, "Nonlinear electromagnetic x-waves," *Physical Review Letters* **90**, 4061–4064 (2003).
 - [13] A. Barthélémy, S. Maneuf, and C. Froehly, "Soliton propagation and self-trapping of laser beams by a kerr optical nonlinearity," *Optics Communications* **55**, 201–206 (1985).
 - [14] R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. H. Townes, "Self-trapping optical beams," *Physical Review Letters* **13**, 479–482 (1964).
 - [15] M. Delqué, "Les solitons optiques spatiaux vectoriels et leurs interactions," Ph.D. thesis, Université de Franche-Comté (2006).
-

-
- [16] V. E. Zakharov and A. B. Shabat, "Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self modulation of waves in non-linear media," *Soviet Physics Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **34**, 62–69 (1972).
 - [17] J. S. Aitchison, A. M. Weiner, Y. Silverberg, M. K. Oliver, J. L. Jackel, D. E. Leaird, E. M. Vogel, and P. W. Smith, "Observation of spatial optical solitons in a nonlinear glass waveguide," *Optical Letters* **17**, 778–780 (1991).
 - [18] U. Bartuch, U. Peschel, T. Gabler, R. Waldhaus, and H.-H. Horhold, "Experimental investigations and numerical simulations of spatial solitons in planar polymer waveguides," *Optics Communications* **134**, 49 (1997).
 - [19] J. E. Bjorkholm and A. Ashkin, "Self-focusing and self-trapping of light in sodium vapor," *Physical Review Letters* **32**, 129–132 (1974).
 - [20] G. Fanjoux, E. Lantz, F. Devaux, and H. Maillotte, "Stability of spatial soliton arrays generated in a noninstantaneous kerr medium from partially spatiotemporally coherent light," *Journal of Optical Society of America* **23**, 1099–1109 (2006).
 - [21] H. Leblond and C. Cambournac, "Spatial modulation instability of coherent light in a weakly-relaxing kerr medium," *Journal of Optics A* **6**, 641–648 (2004).
 - [22] P. L. Kelley, "Self-focusing of optical beams," *Physical Review Letters* **15**, 1005–1008 (1965).
 - [23] V. Coda, R. D. Swain, H. Maillotte, G. J. Salamo, and M. Chauvet, "Wavelength, power and pulse duration influence on spatial soliton formation in AlGaAs," *Optics Communications* **251**, 186–193 (2005).
 - [24] D. N. Christodoulides and R. I. Joseph, "Vector solitons in birefringent nonlinear dispersive media," *Optics Letters* **13**, 53–55 (1988).
 - [25] M. Delqué, T. Sylvestre, H. Maillotte, C. Cambournac, P. Kockaert, and M. Haelterman, "Experimental observation of the elliptically polarized fundamental vector soliton of isotropic Kerr media," *Optics Letters* **30**, 3383–3385 (2005).
 - [26] G. Fanjoux, J. Michaud, M. Delqué, H. Maillotte, and T. Sylvestre, "Generation of multicolor vector kerr solitons by cross-phase modulation, four-wave mixing, and stimulated Raman scattering," *Optics Letters* **31**, 3480–3482 (2006).
 - [27] C. Cambournac, T. Sylvestre, M. Maillotte, B. Vanderlinden, P. Kockaert, P. Emplit, and M. Haelterman, "Symmetry-breaking instability of multimode vector solitons," *Physical Review Letters* **89**, 3901–3903 (2002).
 - [28] W. J. Firth and C. O. Weiss, "Cavity and feedback solitons," *Optics and Photonics News* **13**, 54–58 (2002).
 - [29] S. Blair and K. Wagner, "Spatial soliton angular deflection logic gates," *Applied Optics* **38**, 6749–6772 (1999).
 - [30] A. L. Jones, "Coupling of optical fibers and scattering in fibers," *Journal of Optical Society of America* **55**, 261–271 (1965).
 - [31] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics," *Tech. rep.*, Bell Communication Research (1987).
-

-
- [32] H. S. Eisenberg and Y. Silberberg, “Discrete spatial optical solitons in waveguide arrays,” *Physical Review Letters* **81**, 3383–3386 (1998).
 - [33] D. N. Christodoulides and R. I. Joseph, “Discrete self-focusing in nonlinear arrays of coupled waveguides,” *Optics Letters* **13**, 794–796 (1988).
 - [34] G. I. A. Stegeman, D. N. Christodoulides, and M. Segev, “Optical spatial solitons : Historical perspectives,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **6**, 1419–1427 (2000).
 - [35] N. K. Efremidis, S. Sears, D. N. Christodoulides, J. W. Fleischer, and M. Segev, “Discrete solitons in photorefractive optically induced photonic lattices,” *Physical Review E* **66**, 6602 (2002).
 - [36] D. N. Christodoulides, F. Lederer, and Y. Silberberg, “Discretizing light behaviour in linear and nonlinear waveguide lattices,” *Nature* **424**, 817–823 (2003).
 - [37] R. Iwanow, R. Schiek, G. I. Stegeman, T. Pertsch, F. Lederer, Y. Min, and W. Sohler, “Observation of discrete quadratic solitons,” *Physical Review Letters* **93**, 3902–3905 (2004).
 - [38] G. Assanto and G. Stegeman, “Simple physics of quadratic spatial solitons,” *Optics Express* **10**, 388–396 (2002).
 - [39] G. I. Stegeman, “Quadratic spatial solitons,” *Comptes Rendus Physique - Recent advances in crystal optics* **8**, 221–233 (2006).
 - [40] Y. N. Karamzin and A. P. Sukhorukov, “Nonlinear interaction of diffracted light beams in a medium with quadratic nonlinearity : mutual focusing of beams and limitation on the efficiency of optical frequency converters,” *Soviet Physics Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **20**, 339–342 (1974).
 - [41] W. E. Torruellas, L. Torner, Z. Wang, D. J. Hagan, E. W. van Stryland, G. I. Stegeman, and C. R. Menyuk, “Observation of two dimensional spatial solitary waves in a quadratic medium,” *Physical Review Letters* **74**, 5036–5039 (1995).
 - [42] M. T. G. Canva, R. A. Fuerst, S. Baboiu, G. I. Stegeman, and G. Assanto, “Quadratic spatial soliton generation by seeded down-conversion of a strong harmonic pump beam,” *Optics Letters* **22**, 1683–1685 (1997).
 - [43] B. Bourliaguet, V. Couderc, A. Barthélémy, G. W. Ross, P. G. R. Smith, D. C. Hanna, and C. de Angelis, “Observation of quadratic spatial solitons in periodically poled lithium niobate,” *Optics Letters* **24**, 1410–1412 (1999).
 - [44] H. Kim, L. Jankovic, S. Stegeman, G. Carrasco, L. Torner, D. Eger, and M. Katz, “Quadratic spatial solitons in periodically poled KTiOPO₄,” *Optics Letters* **28**, 640–642 (2003).
 - [45] J. A. Armstrong, J. Bloembergen, N. Ducuing, and P. S. Pershan, “Interactions between light waves in a nonlinear dielectric,” *Physical Review* **127**, 1918–1939 (1962).
 - [46] Z. Chen, M. Segev, D. N. Christodoulides, and R. S. Feigelson, “Waveguides formed by incoherent dark solitons,” *Optics Letters* **24**, 1160–1162 (1999).
 - [47] M. Mitchell, Z. Chen, M. F. Shih, and M. Segev, “Self-trapping of partially spatially incoherent light,” *Physical Review Letters* **77**, 490–493 (1996).
-

-
- [48] D. N. Christodoulides, T. H. Coskun, M. Mitchell, and M. Segev, "Theory of incoherent self-focusing in biased photorefractive media," *Physical Review Letters* **78**, 646–649 (1997).
 - [49] D. N. Christodoulides, T. H. Coskun, and R. I. Joseph, "Incoherent spatial solitons in saturable nonlinear media," *Optics Letters* **22**, 1080–1082 (1997).
 - [50] N. Akhmediev, W. Krolikowski, B. Luther-Davies, and A. Snyder, "Formation and interaction of spatially incoherent solitons in a slow nonlinear medium," in "Lasers and Electro-optics Society, 12th annual Meeting," (1999), pp. 240–241.
 - [51] Z. Chen, M. Mitchell, M. Segev, T. H. Coskun, and D. N. Christodoulides, "Self-trapping of dark incoherent light beams," *Science* **280**, 889–892 (1998).
 - [52] H. Makris, K. G. Sarkissian, D. N. Christodoulides, and G. Assanto, "Nonlocal incoherent spatial solitons in liquid crystals," *Journal of Optical Society of America* **22**, 1371–1377 (2005).
 - [53] M. Piccozzi, M. Haelterman, S. Pitois, and G. Millot, "Incoh rent solitons generated in instantaneous response non-linear media," *Physical Review Letters* **92**, 3906–3909 (2004).
 - [54] C. Rotschild, T. Schwartz, O. Cohen, and M. Segev, "Incoherent spatial solitons in effectively instantaneous nonlinear media," *Nature Photonics* **2** (2008).
 - [55] M. Peccianti, C. Conti, G. Assanto, A. De Luca, and C. Umeton, "Routing of anisotropic spatial solitons and modulational instability in liquid crystals," *Nature* **432**, 733–737 (2004).
 - [56] L. Lam and J. Prost, *Solitons in Liquid Crystals* (Springer-Verlag, 1992).
 - [57] M. Warenghem, J. F. Henninot, and G. Abbate, "Non linearly induced self waveguiding structure in dye doped nematic liquid crystals confined in capillaries," *Optics Express* **2**, 483–490 (1998).
 - [58] M. A. Karpierz, M. Sierakowski, M. Swillo, and T. Wolinski, "Self focusing in liquid crystalline waveguides," *Molecular Crystals and Liquid Crystals* **320**, 157–163 (1998).
 - [59] M. Peccianti, C. Conti, G. Assanto, A. De Luca, and C. Umeton, "All-optical switching and logic gating with spatial solitons in liquid crystals," *Applied Physics Letters* **81**, 3335–3337 (2002).
 - [60] J. Beeckman, K. Neyts, X. Hutsebaut, C. Cambournac, and M. Haelterman, "Simulations and experiments on self-focusing conditions in nematic liquid-crystal planar cells," *Optics Express* **12**, 1011–1018 (2004).
 - [61] W. Hu, T. Zhang, Q. Guo, L. Xuan, and S. Lan, "Nonlocality-controlled interaction of spatial solitons in nematic liquid crystals," *Applied Physics Letters* **89**, 1111–1113 (2006).
 - [62] G. Assanto, A. Fratalocchi, and M. Peccianti, "Spatial solitons in nematic liquid crystals : from bulk to discrete," *Optics Express* **15**, 5248–5259 (2007).
 - [63] M. Morin, G. Duree, G. Salamo, and M. Segev, "Waveguides formed by quasi-steady-state photorefractive spatial solitons," *Optics Letters* **20**, 2066–2068 (1995).
-

-
- [64] H. J. Eichler, P. Kuemmel, S. Orlic, and A. Wappelt, "High density disk storage by multiplexed microhologramms," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **4**, 840–848 (1998).
 - [65] M. Klotz, H. X. Meng, G. J. Salamo, M. Segev, and S. R. Montgomery, "Fixing the photorefractive soliton," *Optical Letters* **24**, 77–79 (1999).
 - [66] P. Gunter and J. P. Huignard, *Photorefractive Materials And Their Applications 3 : Applications* (Springer, 2003).
 - [67] A. Ashkin, G. Boyd, J. Dziedzic, S. R., A. Ballman, J. Levinstein, and K. Nassau, "Increased optical damage resistance in lithium niobate," *Applied Physics Letters* **9**, 72–74 (1966).
 - [68] F. S. Chen, J. T. LaMacchia, and D. B. Fraser, "Holographic storage in lithium niobate," *Applied Physics Letters* **13**, 223–225 (1968).
 - [69] F. S. Chen, "Optically induced change of refractive index in lithium niobate and tantalate lithium," *Journal of Applied Physics* **40**, 3389–3396 (1969).
 - [70] N. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. II. beam coupling light amplification," *Ferroelectrics* **22**, 949–960 (1979).
 - [71] G. Pauliat and G. Roosen, "Mémoires holographiques de volume par codage en phase," *Images de la physique* (1997).
 - [72] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, and B. Fischer, "Spatial solitons in photorefractive media," *Physical Review Letters* **68**, 923–926 (1992).
 - [73] G. Duree, G. J. Shultz, J. L. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. Di Porto, E. J. Sharp, and R. R. Neurgaonkar, "Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect," *Physical Review Letters* **71**, 533–536 (1993).
 - [74] M. Chauvet, S. A. Hawkins, G. Salamo, M. Segev, D. F. Bliss, and G. Bryant, "Self-trapping of planar optical beams by use of the photorefractive effect in $\text{InP}:\text{Fe}$," *Optics Letters* **21**, 1333–1335 (1996).
 - [75] Y. T. Schwartz, T. Ganor, S. Uzdin, R. Shwartz, M. Segev, and U. El-Hanany, "Photorefractive solitons and light-induced resonance control in semiconductor CdZnTe ," *Optics Letters* **27**, 1229–1231 (2002).
 - [76] G. Pauliat, J. P. Herriau, A. Delboulb, G. Roosen, and J. P. Huignard, "Dynamic beam deflection using photorefractive gratings in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals," *Journal of Optical Society B* **3**, 306–314 (1986).
 - [77] M. D. Iturbe-Castillo, P. A. Marquez Aguilar, J. J. Sanchez-Mondragon, S. Stepanov, and V. Vysloukh, "Spatial solitons in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ with drift mechanism of non-linearity," *Applied Physics Letters* **64**, 408–410 (1993).
 - [78] G. Duree, M. Moris, and G. Salamo, "Dark photorefractive spatial solitons and photorefractive vortex solitons," *Physical Review Letters* **74**, 1978–1981 (1995).
 - [79] A. A. Zozulya and D. Z. Anderson, "Propagation of an optical beam in a photorefractive medium in the presence of a photogalvanic nonlinearity or an externally applied electric field," *Physical Review A* **51**, 1520–1531 (1995).
-

-
- [80] M. Chauvet, S. Chauvin, and H. Maillotte, "Transient dark photovoltaic spatial solitons and induced guiding in slab LiNbO₃ waveguides," *Optics Letters* **26**, 1344–1346 (2001).
 - [81] N. Fressengeas, J. Maufoy, and G. Kugel, "Temporal behaviour of bidimensional photorefractive bright spatial solitons," *Physical Review E* **54**, 6866–6875 (1996).
 - [82] M. Chauvet, "Temporal analysis of open-circuit dark photovoltaic spatial solitons," *Journal of Optical Society of America B* **20**, 2515–2522 (2003).
 - [83] M. Segev, G. C. Valley, M. C. Bashaw, M. Taya, M. M. Fejer, and E. L. Ginzton, "Photovoltaic solitons," *Journal of Optical Society of America B* **14**, 1772–1781 (1997).
 - [84] B. Crosignani, P. Di Porto, A. Degasperis, M. Segev, and S. Trillo, "Three-dimensional optical beam propagation and solitons in photorefractive crystals," *Journal of Optical Society of America B* **14**, 3078–3090 (1997).
 - [85] V. E. Zakharov and A. M. Rubenchik, "Instability of waveguides and solitons in nonlinear media," *Soviet Physics Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **38**, 494 (1974).
 - [86] M. Segev, B. Crosignani, P. Di Porto, A. Yariv, G. Duree, G. Salamo, and E. Sharp, "Stability of photorefractive spatial solitons," *Optics Letters* **19**, 1296–1299 (1994).
 - [87] W. Krolikowski, C. Denz, A. Stepken, M. Saffman, and B. Luther-Davies, "Interaction of spatial photorefractive solitons," *Journal of Optics B : Quantum Semiclassical Optics* **10**, 823–837 (1998).
 - [88] E. DelRe and E. Palange, "Optical nonlinearity and existence conditions for quasi-steady-state photorefractive solitons," *Journal of Optical Society of America B* **23**, 2323–2327 (2006).
 - [89] M. Segev, G. C. Valley, B. Crosignani, P. DiPorto, and A. Yariv, "Steady-state spatial screening solitons in photorefractive materials with external applied field," *Physical Review Letters* **73**, 3211–3214 (1994).
 - [90] E. DelRe, B. Crosignani, and P. D. Porto, *Spatial solitons* (Springer, 2001), chap. Photorefractive Solitons, pp. 61–85.
 - [91] S. R. Singh and D. N. Christodoulides, "Evolution of spatial optical solitons in biased photorefractive media under steady-state conditions," *Optics Communications* pp. 569–576 (1995).
 - [92] N. Fressengeas, D. Wolfersberger, J. Maufoy, and G. Kugel, "Build up mechanisms of 1+1-dimensional photorefractive bright spatial quasi-steady-state and screening solitons," *Optics Communications* **145**, 393–400 (1998).
 - [93] M. Shih, M. Segev, G. C. Valley, G. Salamo, B. Crosignani, and P. Di-Porto, "Observation of two-dimensional steady-state photorefractivescreening solitons," *Electronics Letters* **31**, 826 (1995).
 - [94] M. F. Shih, M. Segev, and G. J. Salamo, "Circular waveguides induced by two-dimensional bright steady-state photorefractive spatial screening solitons," *Optics Letters* **21**, 931–933 (1996).
-

-
- [95] M. Segev, M. F. Shih, and G. C. Valley, "Photorefractive screening solitons of high and low intensity," *Journal of Optical Society of America B* **13**, 706–718 (1996).
 - [96] J. Petter, C. Denz, A. Stepken, and F. Kaiser, "Anisotropic waveguides induced by photorefractive 2+1-D solitons," *Journal of Optical Society of America B* **19**, 1145–1149 (2002).
 - [97] M. Chauvet, S. A. Hawkins, G. Salamo, M. Segev, D. F. Bliss, and G. Bryant, "Self-trapping of two dimensionnal optical beams and light-induced waveguiding in photorefractive inp at telecommunication wavelengths," *Applied Physics Letters* **70**, 2499–2501 (1997).
 - [98] M. Segev and A. Agranat, "Spatial solitons in centrosymmetric photorefractive media," *Optics Letters* **22**, 1299–1301 (1997).
 - [99] E. DelRe, B. Crosignani, M. Tamburrini, M. Segev, M. Mitchell, E. Refaeli, and A. J. Agranat, "One-dimensional steady-state photorefractive spatial solitons in centrosymmetric paraelectric potassium lithium tantalate niobate," *Optics Letters* **23**, 421–423 (1998).
 - [100] M.-F. Shih and F.-W. Sheu, "Photorefractive polymeric optical spatial solitons," *Optics Letters* **24**, 1853–1855 (1999).
 - [101] M. Asaro, M. Sheldon, Z. Chen, O. Ostroverkhova, and W. Moerner, "Soliton-induced waveguides in an organic photorefractive glass," *Optics Letters* **30**, 519–521 (2005).
 - [102] A. Glass, D. von der Linde, and T. Negran, "High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in LiNbO_3 ," *Applied Physics Letters* **25**, 233–235 (1974).
 - [103] G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, M. M. Fejer, and M. C. Bashaw, "Dark and bright photovoltaic solitons," *Physical Review A* **50**, 4457–4460 (1994).
 - [104] M. Taya, M. C. Bashaw, M. Fejer, M. Segev, and G. C. Valley, "Observation of dark photovoltaic spatial solitons," *Physical Review A* **52**, 3095–3100 (1995).
 - [105] G. Couton, "Solitons spatiaux photovoltaïques LiNbO_3 ," Ph.D. thesis, Université de Franche-Comté (2004).
 - [106] Z. Chen, M. Mitchell, and M. Segev, "Steady-state photorefractive soliton-induced y-junction waveguides and high-order dark spatial solitons," *Optics Letters* **21**, 716–718 (1996).
 - [107] G. Couton, H. Maillotte, and M. Chauvet, "Self-formation of multiple spatial photovoltaic solitons," *Journal of Optics B* **6**, 223–330 (2004).
 - [108] W. L. She, K. K. Lee, and W. K. Lee, "Observation of two-dimensional bright photovoltaic spatial solitons," *Physical Review Letters* **83**, 3182–3185 (1999).
 - [109] F. R. R. Fazio, E. and Renzi, M. Bertolotti, M. Chauvet, W. Ramadan, A. Petris, and V. I. Vlad, "Screening-photovoltaic bright solitons in lithium niobate and associated single-mode waveguides," *Applied Physics Letters* **85**, 2193 (2004).
 - [110] Z. Chen, M. Feng Shih, M. Segev, D. W. Wilson, R. Muller, and P. D. Maker, "Steady-state vortex-screening solitons formed in biased photorefractive media," *Optics Letters* **22**, 1751–1753 (1997).
-

-
- [111] S. Liu, G. Zhang, G. Tian, Q. Sun, J. Xu, G. Zhang, and T. Yicheng, “(1+1)-dimensional and (2+1)-dimensional waveguides induced by self-focused dark notches and crosses in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ crystal,” *Applied Optics* **36**, 8982–8984 (1997).
 - [112] M. Saffman and A. A. Zozulya, “Circular solitons do not exist in photorefractive media,” *Optics Letters* **23**, 1579–1581 (1998).
 - [113] J. M. Dudley, G. Genty, and B. J. Eggleton, “Harnessing and control of optical rogue waves in supercontinuum generation,” *Optics Express* **16**, 3644–3651 (2007).
 - [114] J. F. Nye and M. V. Berry, “Dislocations in wave trains,” *Proceedings of Royal Society of London Ser. A* **336**, 165–190 (1974).
 - [115] J. F. Nye, “The motion and structure of dislocations in wavefronts,” *Proceedings of Royal Society of London Ser. A* **378**, 219–239 (1981).
 - [116] I. V. Basistiy, V. Y. Bazhenov, M. S. Soskin, and M. V. Vasnetsov, “Optics of light beams with screw dislocations,” *Optics Communications* **103**, 422–428 (1993).
 - [117] I. V. Basistiy, M. S. Soskin, and M. V. Vasnetsov, “Optical wavefront dislocations and their properties,” *Optics Communications* **119**, 604–612 (1995).
 - [118] J. H. Poynting, “The wave motion of a revolving shaft, and a suggestion as an angular momentum in a beam of circularly polarized beam,” *Proceedings of Royal Society of London Ser. A* **82**, 560–567 (1909).
 - [119] R. A. Beth, “Mechanical detection and measurement of angular momentum of light,” *Physical Review* **50**, 115–125 (1936).
 - [120] S. J. van Enk and G. Neenhuys, “Eigenfunction description of laser beams and orbital angular momentum of light,” *Optics Communications* **94**, 147–158 (1992).
 - [121] G. Nienhuis and L. Allen, “Paraxial wave optics and harmonic oscillators,” *Physical Review A* **48**, 656–665 (1992).
 - [122] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and S. Chu, “Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles,” *Optics Letters* **11**, 288–290 (1986).
 - [123] A. T. O’Neil, I. Mac Vicar, L. Allen, and M. J. Padgett, “Intrinsic and extrinsic nature of the orbital momentum of a light beam,” *Physical Review Letters* **88**, 3601 (2002).
 - [124] L. Allen, M. Babiker, W. K. Lai, and V. E. Lembessis, “Atoms dynamics in multiple laguerre-gaussian beams,” *Physical Review A* **54**, 4259–4270 (1996).
 - [125] S. J. van Enk, “Selection rules and centre-of-mass motion of ultracold atoms,” *Quantum Optics* **6**, 445–457 (1994).
 - [126] L. Allen, “Introduction to the atoms and angular momentum of light special issue,” *Journal of Optics B* **4**, S1–6 (2002).
 - [127] H. He, M. E. J. Friese, N. R. Heckenberg, and H. Rubinsztein-Dunlop, “Direct observation of transfer of angular momentum to absorptive particles from a laser beam with a phase singularity,” *Physical Review Letters* **75**, 826–829 (1995).
 - [128] H. He, N. R. Heckenberg, and H. Rubinsztein-Dunlop, “Optical particle trapping with higher-order doughnut beams produced using high efficiency computer generated holograms,” *Journal of Modern Optics* **42**, 217–223 (1995).
-

-
- [129] J. E. Curtis and D. Grier, "Modulated optical vortices," *Optics Letters* **28**, 872–874 (2003).
 - [130] H. Rubinsztein-Dunlop and M. E. J. Friese, "Light driven micromachines," *Optics and Photonics News* **13**, 22–26 (2002).
 - [131] L. Paterson, M. P. MacDonald, J. Arlt, W. Sibbett, P. E. Bryant, and K. Dholakia, "Controlled rotation of optically trapped microscopic particles," *Science* **292**, 912 – 914 (2001).
 - [132] L. Paterson, M. P. MacDonald, J. Arlt, W. Sibbett, K. Volke-Sepulveda, and K. Dholakia, "Creation and manipulation of three dimensional optical trap structures," *Science* **296**, 1101–1103 (2002).
 - [133] J. M. Vaughan and D. V. Willetts, "Interference properties of a light beam having a helical wave surface," *Optics Communications* **30**, 263–267 (1979).
 - [134] M. Harris, C. A. Hill, P. R. Tapster, and J. M. Vaughan, "Laser modes with helical wave front," *Physical Review A* **49**, 3119–3122 (1994).
 - [135] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and Woerdman, "Orbital angular momentum of light and the transformation of laguerre-gaussian laser modes," *Physical Review A* **45**, 8185–8189 (1992).
 - [136] S. M. Barnett and L. Allen, "Orbital angular momentum and paraxial light beams," *Optics Communications* **110**, 670–678 (1994).
 - [137] M. S. Soskin, V. N. Goshkov, M. V. Vasnetsov, J. T. Malos, and N. R. Heckenberger, "Topological charge and angular momentum of light beams carrying optical vortices," *Physical Review A* **56**, 4064–4075 (1997).
 - [138] D. Rozas, C. T. Law, and G. A. j. Swartzlander, "Propagation dynamics of optical vortices," *Journal of Optical Society of America B* **14**, 3054–3065 (1997).
 - [139] M. Martinelli, J. A. O. Huguenin, P. Nussenzveig, and A. Z. Khoury, "Orbital angular momentum exchange in an optical parametric oscillator," *Physical Review A* **70**, 3812 (2004).
 - [140] A. V. Smith and D. J. Armstrong, "Generation of vortex beams by an image-rotating optical parametric oscillator," *Optics Express* **11**, 868–873 (2003).
 - [141] C. H. J. Schmitz, K. Urig, J. P. Spatz, and J. E. Curtis, "Tuning the orbital angular momentum in optical vortex beams," *Optics Express* **14**, 6604–6612 (2006).
 - [142] T. Hasegawa and T. Shimizu, "Frequency doubled hermite-gaussian beam and the mode conversion to the laguerre-gaussian beam," *Optics Communications* **160**, 103–108 (1999).
 - [143] G. Molina-Terriza, L. Torner, and D. V. Petrov, "Vortex streets in walking parametric wave-mixing," *Optics Letters* **24**, 899–901 (1999).
 - [144] D. V. Petrov, G. Molina-Terriza, and L. Torner, "Vortex evolution in parametric wave-mixing," *Optics Communications* **162**, 357–366 (1999).
 - [145] A. Berzanskis, A. Matijosius, A. Piskarkas, V. Smilgevicus, and A. Stabinis, "Conversion of topological charge of optical vortices in a parametric frequency converter," *Optics Communications* **140**, 273–276 (1997).
-

-
- [146] J. Arlt, K. Dholakia, L. Allen, and J. Padgett, "Parametric down-conversion for light beams possessing orbital angular momentum," *Physical Review A* **59**, 3950–3952 (1999).
 - [147] G. Molina-Terriza, J. P. Torres, and L. Torner, "Orbital angular momentum of photons in noncollinear parametric down-conversion," *Optics Communications* **228**, 155–160 (2003).
 - [148] D. P. Caetano, M. P. Almeida, P. H. Souto Ribeiro, J. A. O. Huguenin, B. Coutinho dos Santos, and A. Z. Khoury, "Conservation of orbital angular momentum in stimulated down-conversion," *Physical Review A* **66**, 1801 (2002).
 - [149] F. Devaux and R. Passier, "Phase sensitive parametric amplification of optical vortex beams," *The European Physical Journal D* **42**, 133–137 (2007).
 - [150] F. Flossmann, U. T. Schwarz, and M. Maier, "Propagation dynamics of optical vortices in laguerre-gaussian beams," *Optics Communications* **250**, 218–230 (2005).
 - [151] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, "Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor," *Science* **269**, 198–201 (1995).
 - [152] J. R. Abo-Shaeer, C. Raman, J. M. Vogels, and W. Ketterle, "Observation of vortex lattices in Bose-Einstein condensates," *Science* **20**, 476–479 (2001).
 - [153] K. W. Madison, F. Chevy, W. Wohlleben, and J. Dalibard, "Vortex formation in a stirred Bose-Einstein condensates," *Physical Review Letters* **84**, 806–808 (2000).
 - [154] Z. Jaroszewicz and A. Kolodziejczyk, "Zone plates performing generalized Hankel transforms and their metrological applications," *Optics Communications* **102**, 391–396 (1993).
 - [155] A. Mair, A. Vaziri, G. Weihs, and A. Zeilinger, "Entanglement of the orbital angular momentum states of photons," *Nature* **412**, 313–316 (2001).
 - [156] G. J. Swartzlander and C. Law, "Optical vortex solitons observed in Kerr nonlinear media," *Physical Review Letters* **69**, 2503–2506 (1992).
 - [157] V. Tikhonenko, J. Christou, B. Luther-Davies, and Y. S. Kivshar, "Spiraling bright spatial solitons formed by the break-up of an optical vortex in a saturable self-focusing medium," *Journal of Optical Society of America B* **12**, 2046–2053 (1995).
 - [158] L. Torner and D. Petrov, "Azimuthal instabilities and self-breaking of beams into sets of solitons in bulk second-harmonic generation," *Electronics Letters* **33**, 608–610 (1997).
 - [159] S. Minardi, G. Molina-Terriza, P. D. Di Trapani, J. P. Torres, and L. Torner, "Soliton algebra by vortex-beam splitting," *Optics Letters* **26**, 1004–1006 (2001).
 - [160] D. Briedis, D. Petersen, D. Edmundson, W. Krolikowski, and O. Bang, "Ring vortex solitons in nonlocal nonlinear media," *Optics Express* **13**, 435–443 (2005).
 - [161] Y. V. Kartashov, A. A. Egorov, V. A. Vysloukh, and L. Torner, "Surface vortex solitons," *Optics Express* **14**, 4049–4057 (2006).
 - [162] A. Ferrando, M. Zacarés, P. F. de Córdoba, D. Binosi, and J. Monsoriu, "Vortex solitons in photonic crystal fibers," *Optics Express* **12**, 817–822 (2004).
-

-
- [163] D. N. Neshev, T. J. Alexander, E. A. Ostrovskaya, Y. S. Kivshar, H. Martin, I. Makasyuk, and Z. Chen, "Observation of discrete vortex solitons in optically induced photonic lattices," *Physical Review Letters* **92**, 3903–3906 (2004).
 - [164] A. Dreischuh, G. G. Paulus, F. Zacher, F. Grasbon, and H. Walther, "Generation of multiple-charged optical vortex solitons in a saturable nonlinear medium," *Physical Review E* **60**, 6111–6117 (1999).
 - [165] C. Rotschild, O. Cohen, O. Manela, M. Segev, and T. Carmon, "Solitons in nonlinear media with an infinite range of nonlocality : First observation of coherent elliptic solitons and of vortex-ring solitons," *Physical Review Letters* **95**, 3904 (2005).
 - [166] A. Bezryadina, D. N. Neshev, A. Desyatnikov, J. Young, Z. Chen, and Y. S. Kivshar, "Observation of topological transformations of optical vortices in two-dimensional photonic lattices," *Optics Express* **14**, 8317–8327 (2006).
 - [167] J. J. Garcia-Ripoll, V. M. Pérez-Gracia, E. A. Ostrovskaya, and Y. S. Kivshar, "Dipole-mode vector solitons," *Physical Review Letters* **85**, 82–85 (2000).
 - [168] A. Dreischuh, D. N. Neshev, V. Z. Kolev, S. Saltiel, M. Samoc, W. Krolikowski, and Y. S. Kivshar, "Nonlinear dynamics of two-color optical vortices in lithium niobate crystals," *Optics Express* **16**, 5406–5420 (2008).
 - [169] K. Motzek, P. Jander, A. Desyatnikov, M. Belic, C. Denz, and F. Kaiser, "Dynamic counterpropagating vector solitons in saturable self-focusing media," *Physical Review E* **68**, 6611 (2003).
 - [170] A. V. Mamaev, M. Saffman, and A. A. Zozulya, "Vortex evolution and bound pair formation in anisotropic nonlinear optical media," *Physical Review Letters* **77**, 4544–4547 (1996).
 - [171] A. V. Mamaev, M. Saffman, and A. A. Zozulya, "Decay of high order optical vortices in anisotropic nonlinear optical media," *Physical Review Letters* **78**, 2108–2111 (1997).
 - [172] A. V. Mamaev, M. Saffman, and A. A. Zozulya, "Propagation of a mutually incoherent optical vortex pair in anisotropic nonlinear media," *Journal of Optics B : Quantum Semiclassical Optics* **6**, S318–S322 (2004).
 - [173] D. Jovic, D. Arsenovic, A. Strinic, M. Belic, and M. Petrovic, "Counterpropagating optical vortices in photorefractive crystals," *Optics Express* **13**, 4379–4389 (2005).
 - [174] Z. Chen, M. Segev, D. W. Wilson, R. E. Muller, and P. D. Maker, "Self-trapping of an optical vortex by use of the bulk photovoltaic effect," *Physical Review Letters* **78**, 2948–2951 (1997).
 - [175] L. Allen, J. Courtial, and M. J. Padgett, "Matrix formulation for the propagation of light beams with orbital and spin angular momentum," *Physical Review E* **60**, 7497–7503 (1999).
 - [176] V. Y. Bazhenov, M. V. Vasnetsov, and M. S. Soskin, "Laser beams with screw dislocations in their wavefronts," *Optical and Quantum Electronics* **24**, 951–962 (1992).
 - [177] A. S. Desyatnikov, Y. S. Kivshar, and L. Torner, *Progress in Optics* (2005), chap. Optical vortices and vortex solitons.
-

-
- [178] D. Palacios, "An optical vortex coherent filter," Ph.D. thesis, Worcester Polytechnic Institute (2004).
 - [179] M. Padgett and L. Allen, "Orbital angular momentum exchange in cylindrical-lens mode converters," *Journal of Optics B : Quantum Semiclassical Optics* **4**, 17–19 (2002).
 - [180] K. Sueda, G. Miyaji, N. Miyanaga, and M. Nakatsuka, "Laguerre-gaussian beam generated with a multilevel spiral phase plate for high intensity laser pulses," *Optics Express* **12**, 3548–3553 (2004).
 - [181] J. Leach, E. Yao, and M. J. Padgett, "Observation of the vortex structure of a non-integer vortex beam," *New Journal of Physics* **6** (2004).
 - [182] M. W. Beijersbergen, L. Allen, H. E. L. O. van der Veen, and J. P. Woerdman, "Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum," *Optics Communications* **96**, 123–132 (1993).
 - [183] M. Padgett, J. Arlt, N. Simpson, and L. Allen, "An experiment to observe the intensity and phase structure of laguerre-gaussian laser modes," *American Journal of Physics* **64**, 77–82 (1996).
 - [184] Z. Sacks, D. Rozas, and G. A. Swartzlander, "Holographic formation of optical-vortex filaments," *Journal of Optical Society of America B* **15**, 2226–2234 (1998).
 - [185] N. Heckenberg, R. McDuff, C. Smith, and A. White, "Generation of optical phase singularities by computer generated holograms," *Optics Letters* **17**, 221–223 (1992).
 - [186] S. Ducharme, J. Feinberg, and R. R. Neurgaonkar, "Electrooptic and piezoelectric measurements in photorefractive barium titanate and strontium barium niobate," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **23**, 2116–2121 (1987).
 - [187] G. G. Zhong, J. Jian, and Z.-K. Wu, "Measurements of optically induced refractive index damage of lithium niobate doped with different concentrations of mgo," in "Proceedings of the 11th International Quantum Electronics Conference IEEE," , I. of Electrical and E. Engineers, eds. (1980), p. 631.
 - [188] L. Arizmendi, "Photonic applications of lithium niobate crystals," *Physica Status Solidi (a)* **201**, 253–283 (2004).
 - [189] R. C. Alferness, "Waveguide electro-optic modulators," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **30**, 1121–1137 (1982).
 - [190] C. S. Tsai, "Integrated acousto-optic circuits and applications," *IEEE Transactions on Ultrasonic Ferroelectrics Frequency Control* **39**, 529 (1992).
 - [191] P. E. Powers, T. J. Kulp, and S. E. Bisson, "Continuous tuning of a continuous-wave periodically poled lithium niobate optical parametric oscillator by use of a fan-out grating design," *Optics Letters* **23**, 159–161 (1998).
 - [192] M. M. Frejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer, "Quasi-phase-matched second harmonic generation : tuning and tolerances," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **28**, 2631–2654 (1992).
 - [193] S. Jen and R. Bobkowski, "Black lithium niobate saw device fabrication and performance evaluation," *Ultrasonics Symposium* **1**, 269–273 (2000).
-

-
- [194] V. L. Vinetskii and N. V. Kukhtarev, "Wave front convolution in 4-wave interaction in media with nonlocal nonlinearity," *Soviet Physics Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* **30**, 6 (1979).
- [195] F. Jermann, M. Simon, and E. Krätzig, "Photorefractive properties of congruent and stoichiometric lithium niobate at high light intensities," *Journal of Optical Society of America B* **12**, 2066–2070 (1995).
- [196] J. Safioui, M. Chauvet, F. Devaux, V. Coda, F. Pettazzi, M. Alonzo, and E. Fazio, "Polarization dependence of beam self-focusing in LiNbO_3 ," in "First Mediterranean Photonics Conference," (2008).
- [197] S. Gatz and J. Herrmann, "Soliton propagation in materials with saturable nonlinearity," *Journal of Optical Society of America B* **8**, 2296–2302 (1991).
- [198] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical solitons ; from fibers to photonic crystals*. (Elsevier, 2003, p. 108).
- [199] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical solitons ; from fibers to photonic crystals*. (Elsevier, 2003, p. 112).
- [200] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, *Optical solitons ; from fibers to photonic crystals*. (Elsevier, 2003, p. 255).
- [201] F. Devaux, V. Coda-Bouchot, M. Chauvet, and R. Passier, "New time-dependent photorefractive 3d model : application to self-trapped beam with large bending," *Journal of Optical Society of America B* **25**, 1081–1086 (2008).
- [202] R. Passier, F. Devaux, and M. Chauvet, "Impact of tensorial nature of the electro-optic effect on vortex beam propagation in photorefractive media," *Optics Express* **16**, 7134–7141 (2008).
- [203] N. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii, "Holographic storage in electrooptic crystals. I. steady-state," *Ferroelectrics* **22**, 949–960 (1979).
- [204] V. Coda, "Solitons optiques spatiaux kerr et photoréfractifs : propriétés fondamentales et application à l'adressage optique," Ph.D. thesis, Université de Franche-Comté (2006).
- [205] M. Chauvet, V. Coda, H. Maillotte, E. Fazio, and G. Salamo, "Large self-deflection of soliton beams in LiNbO_3 ," *Optics Letters* **30**, 1977–1979 (2005).
- [206] C. T. Law and G. A. S. Jr., "Optical vortex solitons and the stability of dark soliton stripes," *Optics Letters* **18**, 586–588 (1993).
- [207] B. I. Sturman and V. M. Firdkin, *The Photovoltaic and Photorefractive Effects in Non-centrosymmetric Materials* (Gordon and Breach, Philadelphia, 1992).
- [208] M. Simon, S. Wevering, K. Buse, and E. Krätzig, "The bulk photovoltaic effect of photorefractive LiNbO_3 :Fe crystals at high light intensities," *Journal of Physics D* **30**, 144–149 (1997).
- [209] A. V. Mamaev, M. Saffman, and A. A. Zozulya, "Time-dependent evolution of an optical vortex in photorefractive media," *Physical Review A* **56**, 1713–1716 (1997).
-

- [210] B. Luther-Davies, R. Powles, and V. Tikhonenko, “Non-linear rotation of three-dimensional dark spatial solitons in a gaussian laser beam,” *Optics Letters* **19**, 1816–1818 (1994).
-

Liste des publications de l'auteur

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

“Phase sensitive parametric amplification of optical vortex beams”, F. Devaux et **R. Passier**, European Physical Journal D 42, 133-137 (2007).

“Impact of tensorial nature of the electro-optic effect on vortex in photorefractive media”, **R. Passier**, F. Devaux et M. Chauvet, Optics Express, Vol. 16, Issue 10, pp. 7134-7141 (2008).

“New time dependent photorefractive 3-D model : application to self-trapped beam with large bending”, F. Devaux, V. Coda, M. Chauvet et **R. Passier**, Journal of Optical Society of America B, Vol. 25, Issue 6, pp. 1081-1086 (2008).

Communications internationales à comité de lecture

“Phase sensitive parametric amplification of optical vortex beams”, F. Devaux et **R. Passier**, CLEO/Europe-EQEL, 12-17 Juin 2005, Munich, Allemagne.

“2-D junctions induced by multiple optical vortices in photorefractive medium”, **R. Passier**, F. Devaux et M. Chauvet, EOS - European Optical Society Meeting, 16-19 Octobre 2006, Paris, France.

“Dynamical behaviour of vortices in photorefractive medium”, **R. Passier**, F. Devaux et M. Chauvet, CLEO/IQEC - Conference on Lasers and Electro-Optics, 17-22 Juin 2007, Munich, Allemagne et IPSSO - Instabilities, Patterns, and Spatial Solitons, 28-30 Mars 2007, Metz, France.

Communications nationales à comité de lecture

“Structures guidantes 3-D induites par vortex optiques dans le LiNbO₃”, **R. Passier**, F. Devaux et M. Chauvet, JNOG - Journées Nationales de l'Optique Guidée, 7-9 Novembre 2006, Metz, France.

Résumé

Ce manuscrit porte sur la génération, la mise en forme et la manipulation de vortex optiques, c'est à dire de faisceaux laser porteurs de singularités de phase les dotant d'un moment orbital angulaire. Nous les utilisons pour photoinduire des guides optiques dans des matériaux photoréfractifs tels que le niobate de lithium tout en s'attachant à la compréhension physique des interactions vortex/milieu photoréfractif. La mise en forme et la manipulation de vortex optiques s'inscrit ici dans la perspective de réalisation de systèmes guidants dans des matériaux massifs. Liés aux nouvelles technologies, ils pourraient permettre de traiter l'information via de nouveaux composants d'interconnexions. Notre solution est basée sur le principe des solitons optiques spatiaux, faisceaux invariants en propagation qui peuvent être obtenus via une interaction non linéaire appropriée. Les solitons spatiaux photoréfractifs sont associés à une modification de l'indice de réfraction du matériau par effet Pockels qui induit un guide optique au sein du matériau ayant le même profil que le soliton. Nous utilisons ici un matériau qui a fait ses preuves dans le domaine de l'optoélectronique, le niobate de lithium (LiNbO_3).

Nous présentons d'abord les notions de base relatives aux solitons et les différents moyens permettant de les obtenir. Les vortex optiques et leurs applications sont également introduits. Plus précisément, le formalisme mathématique définissant les vortex et les méthodes pour les obtenir sont décrits. D'autre part, les différents mécanismes physiques intervenant dans la formation de solitons spatiaux dans les matériaux photoréfractifs sont détaillés. Un nouveau modèle numérique intégrant des variables auparavant négligées est proposé pour une meilleure compréhension du comportement du vortex dans le niobate de lithium dopé fer que les modèles numériques utilisés jusqu'alors. Nous mettons ensuite en évidence le bon accord entre ce nouveau modèle numérique et l'observation expérimentale de l'influence de l'anisotropie du cristal sur la propagation d'un vortex en milieu photoréfractif-photovoltaïque en fonction de paramètres tels que le moment orbital du vortex et les directions de propagation et de polarisation par rapport aux axes cristallographiques du LiNbO_3 . Enfin, les résultats obtenus dans le chapitre précédent sont mis à profit pour définir les conditions expérimentales optimales permettant d'obtenir un quasi-soliton noir en deux dimensions induisant une structure capable de guider et confiner la lumière dans le matériau. De plus les premiers résultats expérimentaux de structures guidantes plus complexes induites optiquement avec des vortex de charges multiples sont présentés. Le nouveau modèle numérique développé dans le cadre de cette thèse peut-être utilisé afin d'étudier de façon plus approfondie la dynamique des mécanismes de dislocation de vortex optiques lié à la présence de singularités de phases multiples.

Mots-clés : Optique non-linéaire, solitons, milieu photoréfractif, photovoltaïque, effet électro-optique, vortex, guides d'ondes.

Abstract

This work deals with the generation and handling of optical vortices, ie laser beams holders of a phase singularity providing an orbital angular momentum. The aim is to induce optical waveguides in photorefractive materials such as lithium niobate while also understanding the physical interactions between vortices and the non linear environment. The layout and manipulation of optical vortices are used here to achieve waveguides in massive materials. New technologies-wise, they could process information through new interconnections components. Our solution is based on the principle of spatial optical solitons, invariably propagating beams which can be obtained via an appropriate nonlinear interaction. Photorefractive spatial solitons are associated with a refractive index modulation by the Pockels effect that induces a waveguide in an optical material with the same profile as the soliton's. We propose here to use an efficient material in the field of optoelectronics, the lithium niobate (LiNbO_3).

We first introduce the basics and the state of the art on solitons and on optical vortices and their applications are also featured. Then the principles involved in this work are detailed. On one hand, the mathematical formalism defining vortices and methods for obtaining them are described. On the other hand, the different physical mechanisms participating to the formation of solitons in photorefractive materials are described. We then expose the well-known numerical models describing the phenomenons, detailing their strengths and imperfections. A new three dimensional and time numerical model incorporating variables previously neglected is proposed for a better understanding of the behavior of vortices in lithium niobate doped iron. In Chapter Four, we highlight the good agreement between this new model and the experimental observation of the influence of crystal anisotropy on the propagation of a vortex in a photorefractive-photovoltaic according to parameters such as the orbital momentum of the vortex and the directions of propagation and polarization with respect to crystallographic axes of LiNbO_3 . In the last chapter, the results obtained in the previous one are used to define the optimal experimental conditions to form a quasi-vortex soliton in two dimensions, inducing a structure confining light in the material. In addition, the first experimental complex structures optically induced by vortices with multiple charges are presented. The new numerical model developed in this thesis may be used to go into details of dislocation mechanisms and dynamics of optical vortex related to the presence of multiple phase singularities.

Keywords : Non-linear optics, electro-optical materials, photovoltaic materials, photorefractive optics, self-focusing, vortex.