



**HAL**  
open science

# Contrôle de l'auto-organisation de la lumière dans un système photoréfractif à rétroaction optique

Nicolas Marsal

► **To cite this version:**

Nicolas Marsal. Contrôle de l'auto-organisation de la lumière dans un système photoréfractif à rétroaction optique. Autre [cond-mat.other]. Université Paul Verlaine - Metz, 2010. Français. NNT : 2010METZ008S . tel-01752017

**HAL Id: tel-01752017**

**<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01752017v1>**

Submitted on 29 Mar 2018

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

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



## AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : [ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr](mailto:ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr)

## LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

[http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg\\_droi.php](http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php)

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



---

---

## THESE

---

---

# Contrôle de l'auto-organisation de la lumière dans un système photoréfractif à rétro-action optique

---

Nicolas MARSAL

*Supélec & Laboratoire MOPS, Matériaux Optiques Photoniques et Systèmes*

Présentée dans le cadre de l'école doctorale EMMA pour l'obtention du grade de Docteur en Physique de l'Université Paul Verlaine de Metz (France)

Soutenance prévue le 21 octobre 2010 devant le jury composé de :

M. Taki,	Université de Lille	Rapporteur
S. Odoulov,	Académie Nationale des Sciences de Kiev	Rapporteur
A. Yacomotti,	Université de Paris XI	Examinateur
A. Arie,	Université de Tel Aviv	Examinateur
D. Wolfersberger,	École d'ingénieurs Supélec et Université de Metz	Co-Directeur
M. Sciamanna,	École d'ingénieurs Supélec et Université de Metz	Co-Directeur
G. Montemezzani,	Université de Metz	Co-Directeur



# Remerciements

Cette thèse, financée par une bourse du ministère, s'est effectuée au sein du laboratoire MOPS (Matériaux Optiques Photoniques et Systèmes), unité de recherche commune entre Supélec et l'Université Paul Verlaine de Metz. Mes directeurs de thèse sont les Professeurs Delphine Wolfersberger, Germano Montemezzani et Marc Sciamanna. Une thèse étant le fruit du travail de toute une équipe, je tiens donc à remercier en premier lieu mes encadrants qui ont contribué au bon déroulement de celle-ci. Ils ont su m'aiguiller dans les décisions à prendre, et leurs compétences scientifiques m'ont permis d'appréhender une problématique qui au départ était pour le moins ambitieuse.

Une partie de cette thèse s'est déroulée au centre de Physique non-linéaire de l'Australian National University (ANU) située à Canberra. En effet, nous avons établi un Partenariat Hubert Curien de coopération Franco-Australienne pour la Science et la Technologie (programme FAST) entre nos deux Universités. Ainsi, je remercie le Professeur Dragomir Neshev qui a supervisé le projet coté Australie et avec qui nous avons échangé et publié quelques uns de nos résultats. Sa clairvoyance et ses connaissances y sont pour beaucoup dans ce travail.

Que ce soit d'un point de vue scientifique ou relationnel, travailler avec ces chercheurs fut une expérience unique et extrêmement enrichissante.

Je n'oublie pas l'école d'ingénieurs Supélec (plus particulièrement Joel Jaquet, délégué à la recherche et aux relations industrielles sur le campus de Metz) et le conseil Régional de Lorraine qui ont financé une partie des recherches, non seulement d'un point de vue matériel mais également dans les nombreux déplacements en conférences que j'ai pu réaliser tout au long de ma

thèse.

Un clin d'oeil aux secrétaires côté universitaire et Supélec qui ont répondu à mes attentes lors de mes déplacements et ont géré l'organisation des cours donnés en tant que moniteur à l'université Paul Verlaine de Metz.

Un merci également à Mario Fernandes qui a réalisé de nombreuses pièces sur le montage expérimental, et a su souvent entrouvrir à mon attention sa boîte à malice.

Je remercie d'ores et déjà les membres du jury qui ont accepté d'apporter un regard critique sur mon travail.

Enfin, une attention particulière à mes parents et ma petite Cathy, qui m'ont accompagné et surtout supporté durant ces trois années.

Merci 





# Résumé

L'objectif de cette thèse est d'étudier la formation et le contrôle de structures spatiales apparaissant dans un cristal photoréfractif soumis à une simple boucle de rétro-action optique (simple feedback).

Suite au mécanisme d'instabilité de modulation, un faisceau laser entrant dans un milieu non linéaire peut subir une structuration spatiale transverse, connue sous le nom de filamentation. Dans la configuration dite simple feedback, l'interaction de deux faisceaux laser contra-propageants peut donner naissance à des structures transverses auto-organisées (dites patterns) plus régulières que les filaments : par exemple une structure de type hexagonal.

Dans ce document, nous étudions, à la fois théoriquement et expérimentalement le phénomène de formation de patterns photoréfractifs. Notre but est d'aller au-delà de la simple observation de patterns. En effet, nous focalisons notre étude sur l'adressage et la sélection de patterns, en utilisant les propriétés de contrôle de la lumière que fournissent les structures périodiques telles que les cristaux photoniques. L'insertion de telles structures au sein même du milieu non linéaire photoréfractif permet la création, la sélection et l'orientation de différents patterns.

La géométrie, la vitesse et la dynamique de ces structures spatiales sont également fortement influencées lorsqu'un décalage transverse, induit par un désalignement du miroir de rétro-action, est imposé au système. Ainsi, pour la première fois dans un système photoréfractif, il devient possible d'observer des dynamiques dites convectives, c'est-à-dire entretenues par le bruit.

Pour finir, une partie de cette thèse est dédiée à l'obtention de structures dites localisées. Trouvant leur originalité dans des applications comme les mémoires optiques adressables, ces structures ont été intensément étudiées ces dernières années. Nous proposons de les observer dans notre système photoréfractif, peu voire pas étudié dans cette configuration.



# Summary

The aim of the present manuscript is to study the formation and the control of transverse structures in nonlinear optical systems by using photorefractive materials as the optical nonlinear medium. A single laser beam entering in such a nonlinear medium can experience transverse structuring due to the mechanisms of modulation instability, which may lead to beam filamentation. In another case, the interaction of two beams may lead to spatially regular patterns, as in the case of the single-feedback configuration.

In this study, we focus on the conditions for the appearance of ordered patterned structures and describe the theoretical and experimental background for the observation of these effects. Our challenge is to go beyond the observation, classification and understanding of the nonlinear phenomena encountered. We are especially interested in the properties of the free-running nonlinear system, combined with different control mechanisms. Principally, on one hand, we focus on the active addressing, selection and orientation of a desired pattern by suitably using a periodic photonic structures as the control mechanisms.

On the other hand, the dynamics, the geometry, and the velocity of the different patterns are strongly influenced by an imposed misalignment of the mirror producing the optical feedback. Consequently, convective dynamics, sustained by noise, are expected in the system and will be observed for the first time in a photorefractive experiment.

Finally, a part of the manuscript is devoted to the observation of localized structures. Potentially useful for optical memories, these structures have been intensively studied in different configurations, but experiments in photorefractive materials remain scarce. Thus, we will focus on the possible inscription of such structures in our pattern-forming-system.



# Table des matières

<b>Introduction Générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Contexte et Motivations</b>	<b>7</b>
1.1 Structures spatiales auto-organisées . . . . .	11
1.1.1 Phénomènes d’auto-organisation dans la nature . . . . .	11
1.1.2 Mécanismes de formation de patterns . . . . .	14
1.1.3 Patterns en optique . . . . .	15
1.1.4 Notions sur les structures localisées . . . . .	24
1.2 Effet photoréfractif . . . . .	25
1.2.1 Le modèle de transport par bandes . . . . .	28
1.2.2 L’effet électro-optique . . . . .	31
1.2.3 Quelques applications . . . . .	33
1.2.4 L’effet photoréfractif vs l’effet Kerr . . . . .	34
1.2.5 Structures lumineuses et photoréfractivité . . . . .	35
1.3 Position du problème . . . . .	38
1.3.1 Les moyens de contrôle . . . . .	38
1.3.2 Notre approche . . . . .	40
<b>2 Patterns photoréfractifs : de la théorie à l’expérience</b>	<b>43</b>
2.1 Approche théorique . . . . .	47
2.1.1 Compétition entre les différents réseaux . . . . .	47
2.1.2 Mise en équations . . . . .	49
2.1.3 Analyse de stabilité linéaire . . . . .	54
2.1.4 Analyse numérique du système non linéaire . . . . .	59

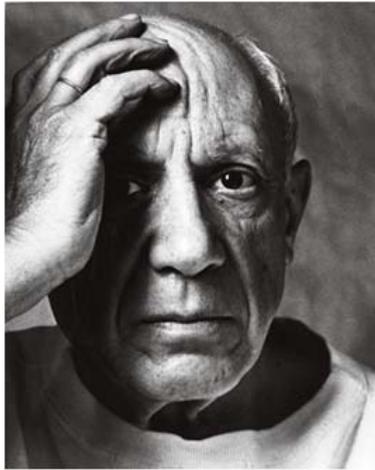
2.1.5	Description de la méthode . . . . .	59
2.1.6	Résultats . . . . .	61
2.2	Le dispositif expérimental à simple rétro-action optique . . . . .	64
2.2.1	Description du montage . . . . .	64
2.2.2	Résultats expérimentaux . . . . .	68
2.2.3	Conclusion . . . . .	72
<b>3</b>	<b>Contrôle de patterns en milieu périodique discret</b>	<b>77</b>
3.1	Les milieux discrets pour l'optique . . . . .	81
3.1.1	Les cristaux photoniques . . . . .	81
3.1.2	Les lattices photoniques . . . . .	83
3.1.3	Propagation de la lumière dans de telles structures . . . . .	85
3.1.4	Contrôle de la lumière par la lumière . . . . .	89
3.2	Approche théorique . . . . .	92
3.2.1	Modification des équations de couplage . . . . .	93
3.2.2	Analyse de stabilité linéaire . . . . .	95
3.2.3	Simulations numériques . . . . .	98
3.3	Observations expérimentales . . . . .	100
3.3.1	Descriptif du montage . . . . .	101
3.3.2	Résultats et discussions . . . . .	102
3.3.3	Conclusion . . . . .	110
<b>4</b>	<b>Effet d'une dérive transverse sur les patterns</b>	<b>113</b>
4.1	Les différentes dynamiques en présence d'advection . . . . .	117
4.1.1	Le convectif et l'absolu . . . . .	118
4.1.2	Quelques applications . . . . .	120
4.1.3	Notion de bruit . . . . .	122
4.2	Application d'une dérive à notre système . . . . .	122
4.2.1	Montage expérimental . . . . .	123
4.2.2	Résultats expérimentaux . . . . .	124
4.3	Mise en évidence des régimes convectif et absolu . . . . .	132
4.3.1	Les signatures des différents régimes . . . . .	132
4.3.2	Etude spatio-temporelle . . . . .	133
4.3.3	Etude des seuils associés aux différents régimes . . . . .	135

<b>5</b>	<b>...Vers les structures localisées</b>	<b>139</b>
5.1	Définitions, Applications et Propriétés . . . . .	143
5.1.1	Les solitons dissipatifs (DS) . . . . .	143
5.1.2	Leurs applications . . . . .	144
5.1.3	Conditions d'observation des DS . . . . .	145
5.1.4	Le contrôle des solitons dissipatifs . . . . .	148
5.1.5	Notre approche . . . . .	151
5.2	Le montage expérimental . . . . .	152
5.2.1	Bistabilité et ajout d'éclairage de fond . . . . .	152
5.2.2	Le bras d'injection cohérent . . . . .	153
5.2.3	Le bras d'injection incohérent . . . . .	154
5.3	Résultats et discussions . . . . .	155
5.3.1	Identification d'une hysteresis dans le système . . . . .	155
5.3.2	Injection cohérente . . . . .	156
5.3.3	Injection incohérente . . . . .	158
5.3.4	Conclusions et Discussions . . . . .	159
<b>6</b>	<b>Conclusions et Perspectives</b>	<b>163</b>
	<b>Annexes</b>	<b>177</b>
	<b>CV, Publications</b>	<b>187</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>213</b>



*"Pour apprendre quelque chose aux gens, il faut mélanger ce qu'ils connaissent avec ce qu'ils ignorent",*

*P. Picasso*





## Introduction Générale

Il est commun de voir dans la nature des formes et structures dont un motif se répète périodiquement dans l'espace : par exemple, sur le pelage d'un tigre ou d'une girafe, sur une empreinte digitale, à la surface d'une solution chimique ou bien encore dans la forme hexagonale des alvéoles situées à l'intérieur d'une ruche (Fig. 1a-c). En optique également, on assiste parfois à une auto-organisation spatiale spontanée de la lumière (Fig.1 d-f). Tous ces phénomènes trouvent leur originalité et leur motivation dans la capacité qu'ont ces systèmes à afficher de l'ordre alors que leur complexité tendrait plutôt vers des états chaotiques : c'est le principe de morphogénèse [1].

Bien que le photon semble quelque peu éloigné de nos amies les abeilles, on peut rencontrer, dans des systèmes optiques composés d'un milieu non linéaire traversé par un faisceau de lumière cohérent, des phénomènes pouvant contribuer à la formation de structures lumineuses transverses auto-organisées. Ces structures sont classées en deux catégories :

- Les "patterns"<sup>1</sup> (Fig. 1d-e) : motifs périodiques auto-organisés en des formes géométriques dont la plus commune en optique est l'hexagone (structure type nid d'abeilles).
- Les structures dites localisées (Fig. 1f) : parties isolées d'un pattern, souvent appelées solitons de cavité, même si nous verrons que ce terme ne s'emploie que sous certaines conditions.

Naissant du bruit, ces solutions du système traduisent une bifurcation d'un état homogène vers un état structuré. Cette bifurcation est assurée par un mécanisme associé au bruit, est connu sous le nom d'instabilité de modulation (Modulation Instability (MI)). Généralement, l'instabilité modulationnelle dans un système optique conduit à la formation de solutions structurellement désordonnées, connues sous le nom de filamentation (Fig. 1d). Dans certains cas, cette même instabilité modulationnelle peut donner naissance à des struc-

---

<sup>1</sup>Dans ce document, nous utiliserons cet anglicisme pour désigner tout motif périodique auto-organisé.

tures ordonnées de type pattern (Fig. 1e) ou bien à des structures localisées (Fig. 1f).

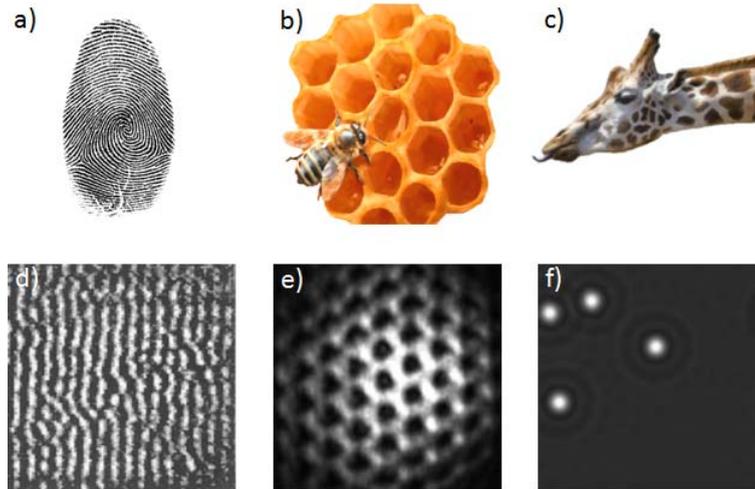


FIG. 1: Exemples d'auto-organisation spontanée. Première ligne : dans la nature, a) empreinte digitale, b) alvéoles d'abeilles, c) pelage d'une girafe. Seconde ligne : en optique, d) phénomène de filamentation [2], e) pattern hexagonal obtenu dans notre système photoréfractif, f) exemple de structures localisées observées dans un milieu à effet Kerr [3].

Les patterns sont des structures qui apparaissent sous des formes ordonnées, organisées en des géométries variables, avec comme particularité de posséder une forte corrélation spatiale. La formation de patterns a été démontrée dans de nombreux systèmes photoniques composés de milieux non linéaires tels que les vapeurs atomiques [4], les cristaux liquides [5], ou bien encore les matériaux photoréfractifs [6]. Les configurations typiques pour étudier la formation de patterns optiques sont des milieux non linéaires placés à l'intérieur d'une cavité, ou bien soumis à une simple rétro-action optique.

Comparées aux solutions de type patterns présentant des composantes fortement corrélées entre elles, les structures localisées peuvent être perçues comme des unités cellulaires indépendantes, pouvant interagir entre elles. Leurs caractéristiques diffèrent des patterns conventionnels car ces structures peuvent être effacées individuellement, être bougées et créées de manière contrôlée. Leur formation est un phénomène très général que nous retrouvons dans des sys-

tèmes très hétéroclites, comme les milieux granulaires soumis à une instabilité de Faraday [7], la décharge dans un gaz [8], les semi-conducteurs [9], les liquides [10], les systèmes convectifs [11], et également en optique dans des milieux non linéaires identiques à ceux où des patterns ont été observés : les vapeurs de sodium [12], les cristaux liquides [13], les résonateurs optiques à semi-conducteur [14, 15], ou bien encore les matériaux photoréfractifs [16].

La notion de pattern et les propriétés des structures localisées suggèrent de nouvelles applications dans les domaines du stockage ou du traitement optique de l'information. Dans ce but, il est nécessaire de pouvoir contrôler aussi bien la formation que la dynamique de ces structures. On peut trouver dans la littérature différents exemples de contrôle aussi bien sur les patterns que sur les structures localisées. Ils sont proposés principalement en optique, domaine offrant de nombreux moyens de contrôle. Ces derniers peuvent généralement être :

- optiques : décalage en fréquence (detuning) du faisceau de pompe du système pour modifier la géométrie d'un pattern [17], ajout d'un faisceau dit d'écriture afin de créer ou effacer des structures localisées [18]...
- mécaniques : modification des propriétés géométriques du système (modification des angles des miroirs constituant le montage donnant lieu à des phénomènes de dérive sur les patterns [19]), ajout d'un masque de phase pour contrôler la position des structures localisées [20], ajout d'un filtre spatial pour sélectionner différents patterns [21, 22]...

Dans ce mémoire, nous verrons que notre apport s'inscrit autour de 3 axes principaux :

- une autre manière de manipuler des patterns optiques basée sur une nouvelle méthode de contrôle de la lumière par la lumière,
- l'étude des effets du bruit sur la formation de patterns et les effets d'une dérive transverse sur leurs dynamiques,
- la possible inscription de structures localisées dans notre système optique.

Pour ce faire, nous verrons dans une première partie, composée des chapitres 1 et 2, les outils nécessaires pour comprendre la formation de patterns et appréhender leur contrôle. Le chapitre 1 est destiné à fournir aux lecteurs une vision d'ensemble des mécanismes responsables des instabilités spatio-temporelles et de situer notre travail dans le contexte scientifique global. Le chapitre 2 sera consacré à la description théorique et expérimentale de notre système optique. Il est composé d'un cristal photoréfractif positionné à l'intérieur d'une boucle de rétro-action optique (système "single feedback").

Une deuxième partie, composée des chapitres 3 et 4, présentera les résultats obtenus sur le contrôle de patterns dans notre système optique. Le chapitre 3 est dédié à notre nouvelle méthode de contrôle via l'utilisation d'un cristal photonique suivant le schéma proposé en référence [23]. Le chapitre 4, quant à lui, traitera des effets dynamiques transverses pouvant être appliqués sur ces patterns, menant à l'observation et au contrôle d'instabilités de type convectives.

Enfin, la troisième partie de ce mémoire (chapitre 5) sera consacrée aux premières approches expérimentales, concernant l'observation de structures localisées dans notre système photoréfractif.





# Chapitre 1

## Contexte et Motivations



*Ce chapitre est consacré à l'étude de la formation de patterns. Nous commencerons par l'étude des phénomènes d'auto-organisation que l'on peut rencontrer dans la nature avant de s'intéresser à ces mêmes phénomènes en optique. Nous détaillerons ensuite une classe de matériaux connus sous le nom de matériaux à effet photoréfractif. Ces derniers étant notamment utilisés en optique pour l'affichage et le contrôle de structures de type patterns, nous analyserons l'état de l'art dans ce domaine avant de proposer nos méthodes de contrôle.*





*Musée d'Art contemporain, Centre Georges Pompidou, Metz  
(France)*



## 1.1 Structures spatiales auto-organisées

### 1.1.1 Phénomènes d'auto-organisation dans la nature

Les exemples les plus évidents de systèmes auto-organisés sont issus de la physique et de la chimie. Le concept d'auto-organisation est également central dans les systèmes biologiques [24], que ce soit au niveau cellulaire ou social. On trouve encore de nombreux exemples de phénomènes auto-organisés dans d'autres disciplines, telles que l'économie [25] ou encore l'anthropologie. Un exemple simple est le modèle de Schelling [26] qui explique le phénomène d'auto-organisation spatial au sein des villes. Prenons l'exemple de deux populations aux dialectes différents cohabitant dans une ville. Chacun souhaite pouvoir parler son dialecte avec une certaine proportion de ses voisins. Si cette proportion n'est pas atteinte, une personne envisage de déménager dans un quartier où ces conditions seront satisfaites. Il y a rapidement émergence de structures macroscopiques : "quartiers", "ghettos", ...

Malgré le constat apparent du caractère universel de ces phénomènes dans la nature, leurs organisations, leurs compréhensions, leurs mécanismes sont longtemps restés inexpliqués. Ce n'est qu'au milieu du 20<sup>e</sup> siècle, lorsque le mathématicien britannique Alan Mathison Turing réalise des travaux de modélisation mathématique sur la formation de patterns dans un système chimique [1], que l'on a vu apparaître un intérêt croissant de la communauté scientifique pour ce type de phénomènes [27, 28]. Ces instabilités ne furent cependant observées expérimentalement en laboratoire que dans les années 90 [10, 29, 30] (Fig. 1.1a). A. M. Turing en expliquait leurs formations dans son système chimique par le concept de réaction-diffusion des réactants possédant des coefficients de diffusion différents. Ainsi, sous certaines conditions, la diffusion provoquait la déstabilisation d'un vecteur d'onde transverse (instabilité de modulation) à l'origine de la formation des structures auto-organisées. La diffusion permettrait alors de véhiculer l'information de non-uniformité, de l'échelle cellulaire microscopique à l'échelle macroscopique. C'est un concept fondamental impliqué dans de nombreux processus chimiques et probablement biologiques. Par exemple, le pelage de certains animaux présentant des motifs réguliers comme celui de la girafe (Fig. 1c) dans l'introduction, du tigre ou du zèbre (Fig. 1.1b),

peut être expliqué par ce mécanisme traduisant la propagation en concentrations variables des morphogènes, responsables de la pigmentation sur le pelage de l'animal.

Un autre exemple d'auto-organisation a été observé dans la réaction chimique dite de Belousov-Zhabotinsky. Un mélange chimique est injecté dans un bain de molécules "colorées" en rouge et en bleu. Tant que le taux d'injection reste faible, le système est près de son état d'équilibre : toutes les couleurs restent mélangées ensemble. En revanche, loin de l'équilibre, lorsque le taux d'injection dépasse une valeur critique, les couleurs associées aux concentrations oscillent dans le temps. En plus de ce phénomène périodique oscillant, des structures spatiales apparaissent à la surface de la réaction : des ondes circulaires concentriques de couleur bleue se propageant sur un fond rouge (Fig. 1.1a). Cette expérience constitue un exemple d'ordre émanant pourtant de l'activité de millions de molécules.

"L'équilibre est synonyme de non-structure et de stérilité, alors que le non-équilibre implique organisation et créativité" [31]. Nous l'observons tous les jours lorsque nous faisons bouillir de l'eau dans une casserole. La chaleur se transmet tout d'abord du fond vers la surface, par conduction. Le flux dans le liquide est alors régulier. C'est une situation proche de l'équilibre. En revanche, lorsque l'on continue de chauffer, la différence de température entre le fond et la surface de la casserole augmente. On atteint alors un état loin de l'équilibre et la gravité exerce une attraction plus forte sur la couche supérieure, qui est plus froide et par conséquent plus dense. Des remous et des tourbillons apparaissent dans le liquide qui devient de plus en plus turbulent, atteignant le désordre complet. Le point de bifurcation critique est atteint lorsque la chaleur ne peut plus se disperser assez rapidement, sans l'aide de courants de convections à grande échelle. A ce stade, le système quitte son état chaotique et les remous auparavant désordonnés se transforment en un réseau de courants hexagonaux (Fig. 1.1c) : les cellules de Bénard. Ainsi, parallèlement à la chimie et la biologie, l'hydro-dynamique ( avec en particulier les études sur les phénomènes de convection de Rayleigh-Bénard [32, 33]) ont apporté des outils théoriques puissants possédant un caractère universel. En effet, les instabilités de Rayleigh-Bénard sont également observées dans la nature, notamment dans

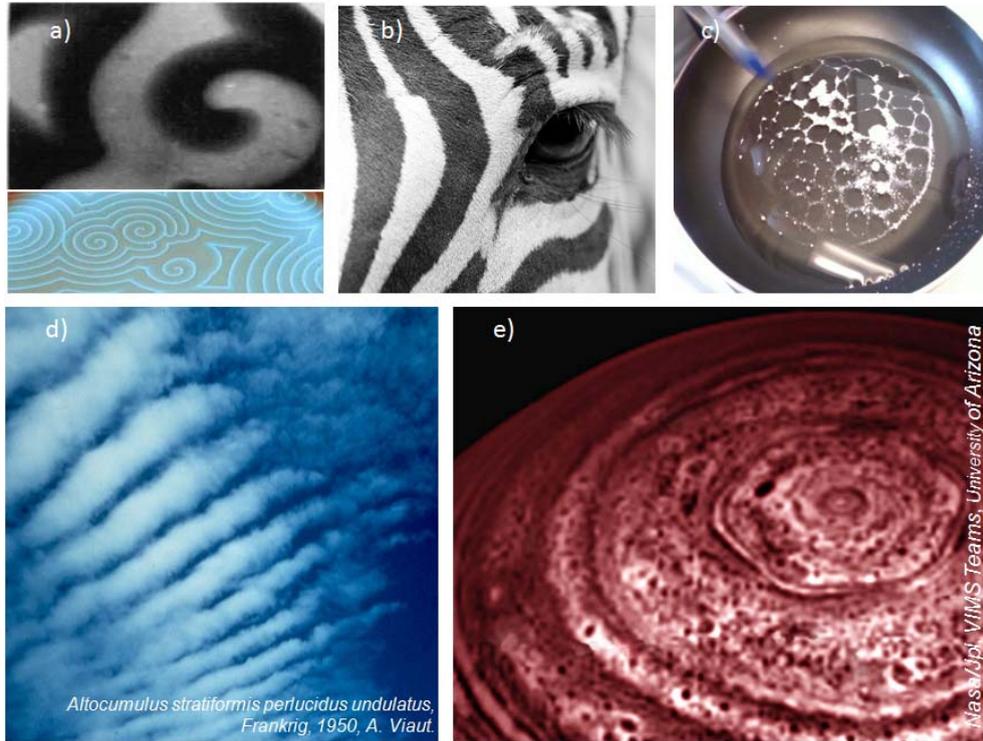


FIG. 1.1: Différents patterns observés dans la nature. a) Instabilité de Turing [10], b) Morphogénèse sur le pelage d'un zèbre, c) Cellules hexagonales de Bénard observées dans une casserole remplie d'une fine couche d'huile, d) Pattern se formant dans un nuage altocumulus stratiformis, e) Forme hexagonale observée sur le pôle nord de Saturne.

les mouvements de convection du manteau terrestre, ou encore dans les couches moyennes de l'atmosphère à travers la formation de stries dans les nuages (Fig. 1.1d).

Bien que beaucoup de phénomènes d'auto-organisation ont trouvé des réponses quant à leurs mécanismes de formation, d'autres restent inexplicables. En effet, la question du "pourquoi" se pose concernant la forme hexagonale des nuages sur Saturne (Fig. 1.1e). Cette découverte remonte aux survols de Saturne par la sonde Voyager dans les années 1980. Personne n'avait jamais rien vu de semblable dans le système solaire. La figure 1.1e) montre une image prise récemment dans l'infrarouge par la sonde Cassini, en orbite autour de Saturne. Nous pouvons voir la stabilité de l'hexagone même vingt ans après

Voyager. Contrairement aux nuages individuels pouvant apparaître sous différentes formes sur Terre, le motif des nuages de Saturne semble avoir six faces bien définies de longueurs sensiblement égales. Quatre Terres pourraient tenir dans l'hexagone. Alors que des explications complètes ne sont pas encore disponibles, les scientifiques continuent d'étudier ce phénomène, supposé être auto-organisé.

### 1.1.2 Mécanismes de formation de patterns

Le modèle de Turing, ainsi que les expériences de Rayleigh-Bénard, mettent d'ores et déjà en évidence les éléments indispensables aux phénomènes d'auto-organisation en général : premièrement, la non-linéarité (la cinétique chimique contrôlée par le produit des concentrations des réactants) et deuxièmement la présence de gradients spatiaux assurant un transport spatial de l'information (la diffusion des réactants). Il faut également noter que des structures auto-organisées apparaissent lorsque les paramètres d'un système dépassent un certain seuil. Ce seuil est atteint lorsque le phénomène, connu sous le nom d'instabilité modulationnelle, se produit.

L'instabilité de modulation est un processus issu du bruit. Elle se manifeste par la modulation en amplitude d'une onde se propageant dans un milieu dispersif et non linéaire. Fortement observée en milieu marin pour expliquer la formation des vagues scélérates [34], et depuis sa première observation dans les fibres optiques en 1986 [35], plusieurs dynamiques mettant en jeu l'instabilité modulationnelle ont été rapportées : génération de solitons [36], création de trains d'impulsions ultracourtes [37].

Une fois le seuil d'instabilité atteint, le système quitte son état d'équilibre pour bifurquer vers une autre solution<sup>1</sup>. Cette solution possède alors une nouvelle dynamique spatiale et/ou temporelle. Si on dépasse fortement le seuil où se produit la bifurcation, le système peut rencontrer d'autres instabilités, soit par déstabilisation de la première solution, soit par interaction avec de nou-

---

<sup>1</sup>Une bifurcation dans un système est un événement par lequel une perturbation très faible (bruit), comme par exemple l'énergie d'un photon, une légère fluctuation de la température extérieure, un changement de densité ou le battement d'ailes d'un papillon à Hong-Kong, est amplifiée et conduit le système vers une nouvelle solution [38].

velles solutions. La dynamique peut alors devenir complexe et donner lieu à du chaos spatial et/ou temporel ou encore à de la turbulence [38].

En résumé, les phénomènes indispensables à la formation de structures spatiales auto-organisées sont :

- la combinaison entre non-linéarité et instabilité modulationnelle.
- la présence de gradients spatiaux (diffusion) assurant le processus de transport spatial de l'information.

Ainsi, l'apparition de structures ordonnées est la conséquence d'une bifurcation ayant lieu lorsque des paramètres de contrôle du système atteignent une valeur critique, située au dessus d'un certain seuil.

En optique, contrairement à la diffusion ou à la convection, le processus de couplage spatial est assuré par la diffraction et représente un mécanisme sans transport de masse. Ceci implique des avantages considérables (notamment la stabilité) lorsque l'on recherche des structures spatio-temporelles. Ainsi, la possibilité de mieux contrôler les paramètres d'un système, l'accès naturel en optique au spectre de Fourier, font des systèmes optiques non-linéaires d'excellents objets d'étude pour la formation de structures de type pattern.

### 1.1.3 Patterns en optique

Bien que les processus microscopiques mis en jeu soient différents en optique de ceux obtenus en dynamique des fluides ou en chimie, les systèmes optiques ont su montrer une très grande diversité dans la formation de structures auto-organisées de type "Turing".<sup>2</sup> La figure 1.2 montre quelques exemples de patterns en optique. Pour voir apparaître les premières expériences d'auto-organisation en optique, il a fallu attendre l'arrivée de sources lasers cohérentes et de matériaux aux propriétés non-linéaires adaptées. D'une certaine façon, les premières observations d'auto-organisation sont celles des modes transverses dans les lasers (Fig. 1.2a). Il convient également d'associer les premières expériences sur la formation de patterns aux travaux de Akhmanov et al. [42].

---

<sup>2</sup>Il est devenu commun d'appeler des instabilités qui conduisent à l'apparition de structure auto-organisées à partir d'une solution homogène, instabilités de Turing, et ce, indépendamment des mécanismes d'entraînements [41].

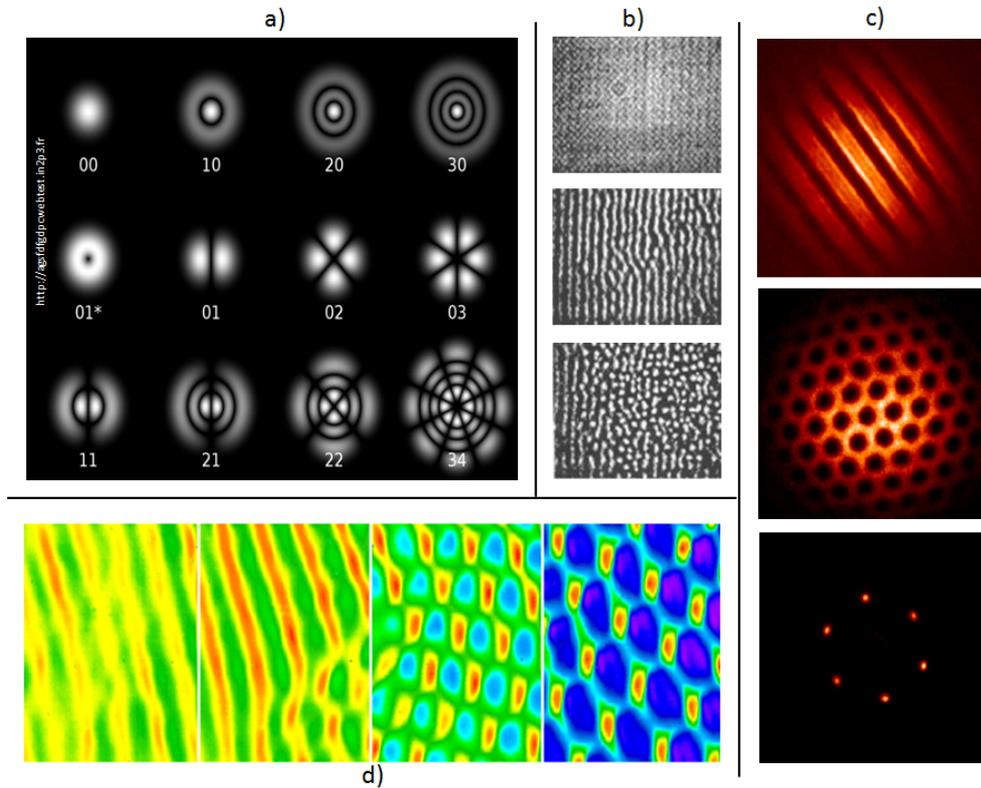


FIG. 1.2: Structures auto-organisées observées dans différents milieux. a) Modes de Laguerre-Gauss en sortie d'une cavité laser. b) Filamentation sur la coupe transverse d'un cristal photoréfractif en propagation libre [2]. c) Vapeurs de Sodium en configuration simple "feedback", affichant des motifs de type hexagonal et sous forme de rouleaux [39]. d) Instabilité modulationnelle sur le plan transverse de propagation d'un faisceau circulant dans une cavité en anneau remplie d'un milieu photoréfractif [40].

Ils observaient la formation de spirales dans la section transverse d'un faisceau laser grâce à un système à cristaux liquides appelé valve optique. Giusfredi et al. [4] enregistrent ensuite divers phénomènes de structurations d'un faisceau, après interaction avec une cellule composée de vapeurs de Sodium. Depuis, de multiples systèmes ont permis d'enregistrer des structures optiques de type pattern. On compte par exemple les valves optiques (LCLV) [43], les cristaux photoréfractifs [44], les vapeurs de Sodium [45], les dispositifs à semi-conducteurs (VCSEL) [46], le laser [47], l'oscillateur paramétrique optique (OPO) [48], l'os-

cillateur à gain photoréfractif [49]...

Ces systèmes diffèrent de part la non linéarité qu'ils mettent en jeu, mais également par leurs configurations : milieu non linéaire sans cavité, en configuration dite simple feedback (simple boucle de rétro-action), en cavité linéaire, en cavité de type anneau (Fig. 1.3). Dans le but de comprendre les principes de la formation spontanée de patterns en optique, démarrons par la configuration sans doute la plus simple pour leurs observations : la propagation d'un faisceau laser dans un milieu non linéaire sans cavité.

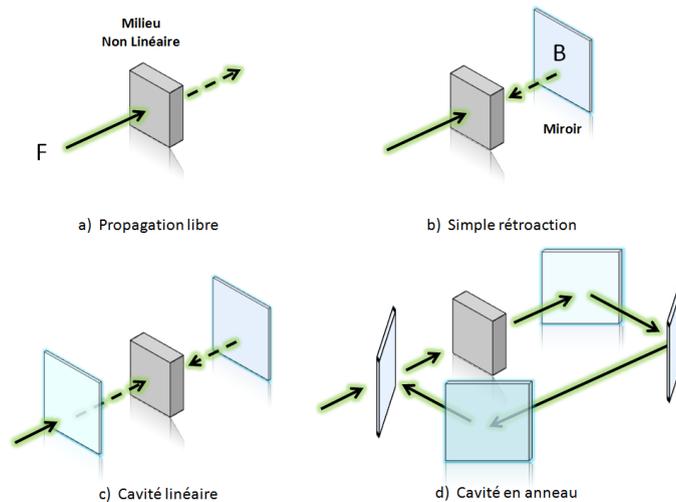


FIG. 1.3: Différentes configurations optiques permettant l'observation de structures auto-organisées.

### Milieu non linéaire sans cavité

Un faisceau laser se propageant à travers un milieu optique non linéaire peut subir des perturbations, menant à la formation d'instabilités spatiales organisées sous la forme de multiples "rouleaux" ou spots (Fig. 1.2b). Ce phénomène, décrit dès le développement de l'optique non linéaire [50], est mieux connu sous le terme de filamentation. Les figures 1.3a) et 1.4 affichent le schéma capable de former ce type d'instabilités. Dans cette représentation, une onde plane  $F$  traverse un milieu non linéaire. Elle subit l'action du bruit dans le

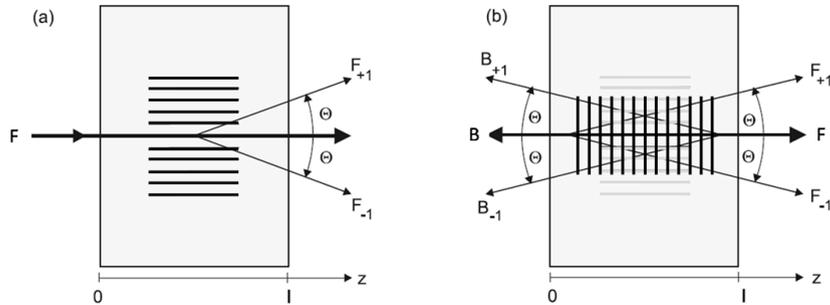


FIG. 1.4: Géométrie de l'interaction entre un ou deux faisceaux primaires ( $F$  aller et  $B$  retour) à l'intérieur d'un milieu non linéaire de longueur  $l$ , menant à la formation spontanée de patterns. a) Réseau d'indice en transmission (propagation à un faisceau  $F$ ). b) Réseau d'indice en transmission (en gris clair) et en réflexion (en noir) pour une interaction à 2 faisceaux contra-propageants. Les faisceaux satellites  $F_{\pm 1}$  et  $B_{\pm 1}$  dérivent des faisceaux primaires  $F$  et  $B$  d'un angle  $\Theta$ . Ces satellites naissent d'une perturbation dans le milieu et conduisent à la formation des réseaux d'indices à l'intérieur du cristal [41].

milieu, conduisant à des instabilités spatiales : c'est le phénomène d'instabilité modulationnelle. Ainsi, de faibles perturbations, que l'on va qualifier de satellites par rapport au faisceau incident, naissent dans le milieu. Puisque ces faisceaux satellites ( $F_{\pm 1}$ , Fig. 1.4a) et le faisceau incident ( $F$ ) sont cohérents, ils peuvent interférer et conduire, par effets non linéaire, à la création de réseaux d'indices de réfraction dans le matériau (réseau dit de transmission, Fig. 1.4a). L'origine de la déstabilisation du faisceau incident est donc l'instabilité de modulation transverse, accompagnée d'autres effets de modulation et de couplages plus complexes assurés par ces réseaux. Ainsi, à partir d'un certain seuil d'excitation, dépendant et entretenu par la non linéarité du milieu, les instabilités formées dans cette configuration vont s'organiser d'une manière plus ou moins ordonnée sous la forme de filaments, comme le montre la figure 1.2b). Cette forme géométrique est décrite comme une filamentation, puisque les "rouleaux" de lumière qui se forment ont une petite taille, comparée à la taille du faisceau se propageant à l'intérieur du milieu. Des travaux dans ce type de configuration ont été surtout réalisés dans des matériaux à effet photoréfractif [2] et Kerr [50].

### Milieu non linéaire en demi-cavité

Le phénomène spontané de morphogénèse a été également étudié lorsqu'un second faisceau, contra-propageant par rapport au premier, est créé soit spontanément par réflexion sur la surface arrière d'un milieu, soit par l'intervention d'un miroir extérieur. Les premières expériences suivant ce principe ont été conduites dans un milieu Kerr sans miroir extérieur [51, 52, 53]. Ensuite, c'est une rétro-action optique créée par réflexion du faisceau aller sur un miroir placé après le milieu non linéaire, qui a été la plus utilisée, offrant plus de degrés de liberté au système. Cette configuration est illustrée sur la figure 1.3b). Le faisceau  $F$ , issu d'une source laser, traverse le matériau optique non linéaire. Il est ensuite réfléchi par un miroir de haute réflectivité placé à une certaine distance  $L$  du milieu. Il en résulte une longueur de diffraction  $2L$  pour le faisceau réfléchi  $B$ . Les deux faisceaux cohérents et contra-propageants  $F$  et  $B$  vont, par des phénomènes non linéaires, pouvoir échanger de l'énergie, coupler leurs amplitudes et phases dans le milieu. En effet, dans cette configuration ce sont désormais les deux ondes planes,  $F$  et  $B$ , qui peuvent devenir instables devant la croissance de certains vecteurs d'onde transverses dits satellites (Fig. 1.4b). Dès lors, des réseaux à la fois de transmission, provenant de l'interaction entre les couples de faisceaux co-propageants :  $(F, F_{\pm 1})$  et  $(B, B_{\pm 1})$ , ou des réseaux de réflexion provenant de l'interaction entre les couples de faisceaux contra-propageants :  $(F, B)$ ,  $(F, B_{\pm 1})$ , et  $(B, F_{\pm 1})$  apparaissent dans le milieu<sup>3</sup>.

Dans les deux configurations étudiées (Fig. 1.4), l'instabilité transverse du (des) faisceau(x) primaire(s) se traduit par l'apparition d'une périodicité spatiale caractéristique dans la structure transverse du (des) faisceau(x). Cette périodicité correspond à la création des faisceaux satellites (Fig. 1.4). En champ proche, ces derniers apparaissent pour de faibles angles ( $\Theta < 1^\circ$ , Fig. 1.4), autour des faisceaux primaires centraux. En champ lointain, après propagation en espace libre, la transformée de Fourier assure leurs positions sur un cercle. Les vecteurs d'onde, associés à ces satellites, ont tous la même magnitude mais possèdent des orientations différentes (formation d'un hexagone sur l'image du bas, Fig. 1.2c). Ces orientations interviennent dans la phase non linéaire du

<sup>3</sup>Nous discuterons de l'établissement et de la compétition entre ces réseaux dans le chapitre 2 (Fig. 2.2).

processus de formation du pattern final. En effet, au dessus d'un certain seuil de couplage entre les faisceaux (assuré par les réseaux de transmission, de réflexion), un ensemble fini de vecteurs d'onde sera sélectionné par le système, conduisant à la formation de motifs particuliers. Par rapport à la filamentation observée dans le cas sans cavité, une image typique de la géométrie des patterns qui se forment généralement dans la configuration simple feedback est celle sur la Fig. 1.2c), obtenue dans un milieu non linéaire contenant des vapeurs de Sodium. La dernière image (Fig. 1.2c), où un hexagone est observable, n'est autre que la transformée de Fourier spatiale (champ lointain) de la seconde se produisant à l'intérieur du milieu (champ proche).

La simplicité du système à rétro-action optique a inspiré de nombreux travaux de recherche, théoriques et expérimentaux, dans différents matériaux optiques non linéaires : parmi eux, les vapeurs de Sodium [54, 55], les cristaux liquides [56, 57, 58], les cristaux liquides enfermés dans une valve optique [5, 59], les matériaux organiques [60], ainsi que les cristaux photoréfractifs [44, 61]. En dépit des différences évidentes au sein des milieux et des différentes non linéarités, tous ces systèmes affichent des comportements similaires, lorsqu'ils sont excités au dessus de leur seuil d'instabilité. Bien que des patterns de forme carrée, des hexagones allongés, ou des rouleaux ont été visualisés dans la plupart des systèmes, l'hexagone est généralement le motif choisi par le milieu.

## L'effet Talbot

La sélection d'un vecteur d'onde transverse particulier menant au pattern final<sup>4</sup>, peut s'expliquer de manière qualitative à partir d'un phénomène connu sous le nom d'effet "d'auto-imagerie" de Talbot [62]. Si un objet périodique est traversé par une source de lumière cohérente, à des distances finies de l'objet (distances  $l_T$  de Talbot), il est possible d'observer des images de l'objet lui-même. La première observation de ce phénomène fut réalisée par le mathématicien anglais H. F. Talbot<sup>5</sup>. Ce résultat est une propriété de la diffraction de Fresnel [63]. En effet, un examen approfondi de l'intégrale de Fresnel montre

---

<sup>4</sup>La géométrie du pattern final résulte de compétitions et d'interactions entre plusieurs vecteurs d'onde.

<sup>5</sup>Son objet était un réseau en transmission, composé d'une lame de verre recouverte d'une feuille d'or, sur laquelle étaient gravées plusieurs stries parallèles.

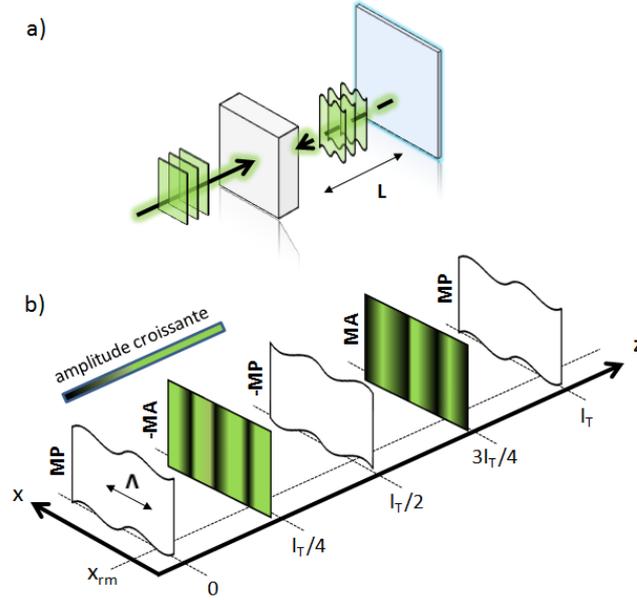


FIG. 1.5: (a) Configuration correspondant à la figure 1.3b) : perturbation du front d'onde après traversée d'un milieu non linéaire. (b) Représentation schématique de la modulation portée par une onde au cours de la propagation (effet Talbot).  $l_T$ , distance d'auto-reproduction de Talbot;  $x_{rm}$ , exemple de point de retard maximal; *MA* : Modulation d'amplitude; *MP* : Modulation de phase.

qu'après une propagation libre sur une distance  $l_T/4$ , une onde initialement modulée en phase est transformée en une onde modulée en amplitude. Après une propagation sur une distance  $l_T/2$ , l'onde est à nouveau modulée en phase, mais en opposition de phase avec la modulation en  $z=0$ . Lorsque  $z = 3l_T/4$ , l'onde est une nouvelle fois modulée en amplitude, mais avec une phase opposée. Finalement, après une distance totale  $l_T$ , la modulation de phase initiale est rétablie. La figure 1.5b) illustre cette transformation pour une onde initialement modulée en phase (suite à la traversée d'un milieu non linéaire, Fig. 1.5a)) et notamment l'alternance des modulations de phase et d'amplitude ainsi que leurs signes.

Si on suit ce raisonnement, on comprend qu'une seule modulation transverse  $\Lambda$  peut être amplifiée de manière préférentielle. En effet, lors de la traversée

d'un milieu non linéaire, le front d'onde du faisceau incident est perturbé dans une très large gamme de longueurs d'onde transverses. Parmi toutes celles-ci, examinons l'évolution d'une modulation transverse de pas  $\Lambda$ . Les zones les plus retardées en phase sont celles qui ont traversées les zones d'indice le plus élevé (ligne pointillée repérée par la coordonnée transverse  $x_{rm}$  sur la figure 1.5b)). Après un parcours de  $l_T/4$ , la modulation de phase initiale est complètement convertie en modulation d'amplitude. Les maxima d'amplitude correspondent aux zones les plus retardées de la modulation de phase. Si un miroir est placé à une distance de longueur  $L=l_T/8$  du milieu non linéaire<sup>6</sup>, le champ réfléchi sur l'échantillon (après une distance de propagation égale à  $2L$ ) sera non seulement modulé en amplitude, mais également en phase avec la modulation de phase de l'onde incidente. Ainsi, le milieu non linéaire réagit à cette modulation d'amplitude retour, par une augmentation de son indice aux endroits précis où il était déjà le plus élevé. Ce système se comporte comme un amplificateur sélectif pour ce pas transverse particulier  $\Lambda$ , donnant ainsi lieu à une instabilité spatiale de même période.

La distance d'auto-reproduction de Talbot  $l_T$ <sup>7</sup> dépend donc de la périodicité de la modulation transverse initiale  $\Lambda$  et de la longueur d'onde  $\lambda_0$  de la porteuse. Elle est donnée par :

$$l_T = 2 \frac{\Lambda^2}{\lambda_0} \quad (1.1)$$

Selon le modèle de Talbot, la distance miroir-échantillon  $L$  détermine la période du réseau d'indice qui sera créé dans le milieu, puisque la condition suivante doit être remplie ( $L=l_T/8$ ) :

$$\Lambda_T = \sqrt{(\lambda_0 l_T / 2)} = 2\sqrt{(\lambda_0 L)} \quad (1.2)$$

Ainsi, lorsque l'intensité  $I_0$  d'un faisceau laser incident sur un milieu non linéaire est au-dessus du seuil d'instabilité modulationnelle, un réseau d'indices avec une périodicité donnée par l'équation (1.2) est généré dans le milieu. Si

---

<sup>6</sup>Le cas de figure traité ici est pour l'effet Kerr. Dans le cas photoréfractif, la distance miroir-cristal à considérer serait  $L=l_T/2$ .

<sup>7</sup>Le calcul est décrit dans l'annexe A.

on suppose une symétrie cylindrique parfaite autour de l'axe  $z$  de propagation des faisceaux ( $F$  et  $B$ , Fig. 1.5a), des réseaux réguliers de constante  $K=2\pi/\Lambda_T$  peuvent être réalisés dans le plan transverse  $(x, y)$ . Une combinaison et une compétition non linéaire entre ces réseaux établiront la forme du pattern final.

L'approche du phénomène d'auto-organisation par le modèle de Talbot montre la dépendance directe de la modulation transverse par rapport à la distance miroir-échantillon. Toutefois, elle n'explique pas l'apparition d'une instabilité de modulation à partir de bruit, et n'est pas capable de donner une explication adéquate de l'apparition de différentes géométries de patterns. Une analyse théorique complète sera détaillée dans le chapitre 2.

### Milieu non linéaire en cavité

Bien qu'ils ont été au départ étudiés dans le contexte de bistabilité optique [64], des résonateurs contenant des milieux non linéaires représentent des systèmes capables d'afficher des structures auto-organisées. Par exemple, des cavités de type Fabry-Perot (Fig. 1.3c) ou en anneau (Fig. 1.3d) contenant des vapeurs de Sodium, sont de bonnes candidates pour la formation de patterns [65, 66]. Les cavités en anneau de type "photoréfractif", ont également fourni des résultats illustrant des motifs de type hexagonal (Fig. 1.2d)) [40]. Les dispositifs lasers possédant des cavités linéaires actives peuvent, comme nous l'avons vu au début du chapitre (Fig. 1.2a), afficher des structures spatiales transverses. Nous citerons plus particulièrement une étude expérimentale [67] sur un laser CO<sub>2</sub>, où plusieurs patterns à géométrie complexe ont été observés. L'explication de ce phénomène est donnée mathématiquement par la superposition de modes. En effet, la résolution en coordonnées cartésiennes de l'équation d'onde dans le milieu considéré, donne lieu à une famille de solutions exprimées sous la forme de polynômes de Laguerre, multipliés par une enveloppe Gaussienne. Ces modes de propagation, modes LG<sub>*nm*</sub> (Laguerre-Gauss mode), sont caractérisés par le couple d'indices  $(n, m)$ . Le mode LG<sub>00</sub> est généralement le type de faisceau que l'on trouve à la sortie d'un laser ordinaire. Les ordres plus élevés ont des profils de solutions plus complexes, assimilés à des structures spatiales transverses comme le montre la figure 1.2a).

### 1.1.4 Notions sur les structures localisées

Dans le cadre de la morphogénèse, un intérêt particulier est consacré à la formation de structures dites localisées. Comparées aux solutions de type patterns possédant une existence globale et composés d'éléments fortement corrélés entre eux, les structures localisées peuvent être perçues comme des unités cellulaires indépendantes, pouvant interagir entre elles. Leurs caractéristiques diffèrent des patterns conventionnels, car ces structures peuvent être effacées, déplacées et créées individuellement de manière contrôlée. Ces solutions se présentent sous forme de pics superposés à un fond homogène (Fig. 1.6). La première observation des structures localisées est datée de 1831, par M. Faraday [68]. Il observa, dans une fine couche de sable vibrée, la formation de ce qu'il appela des "little heaps"<sup>8</sup>. Ce type de solution existe dans des systèmes très variés, comme les milieux granulaires vibrés soumis à une instabilité de Faraday [7], les décharges dans des gaz [8], les semi-conducteurs [9], les liquides [10], les systèmes convectifs [11], dans les ferro-fluides soumis à un champ magnétique [69].

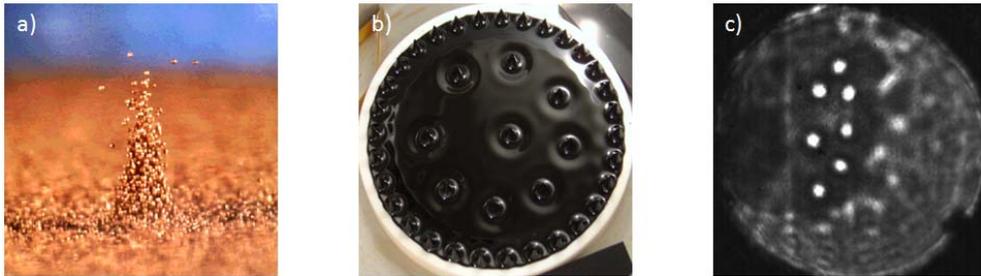


FIG. 1.6: Structures spatiales localisées. a) Dans du sable vibré [7], b) Dans un fluide magnétique [69], c) Dans un VCSEL [15].

Les systèmes optiques discutés en section 1.1.3 sont également capables d'afficher des structures localisées. Ces structures constituent des parties isolées d'un pattern, et apparaissent dès lors qu'un mécanisme permettant d'obtenir une bistabilité entre une solution homogène et une solution de type pattern entre en jeu [70]<sup>9</sup>. Pour générer une structure localisée, il faut alors suffisam-

<sup>8</sup>Ces petits "tas de sable" portent aujourd'hui le nom d'oscillons.

<sup>9</sup>Nous détaillerons ce mécanisme dans le chapitre 5.

ment perturber le milieu (par exemple au moyen d'un faisceau supplémentaire dit d'adressage), de manière à faire "basculer" localement le système bistable, dans l'une ou l'autre des solutions [71]. Utilisant ce principe, des structures localisées ont été observées dans des milieux optiques non linéaires composés de vapeurs de Sodium [12], de cristaux liquides [13], de matériaux photoréfractifs [16], dans des résonateurs optiques à semi-conducteur [14, 15].

Lorsque ces structures localisées se forment dans un système avec cavité, leur dénomination change, elles sont appelées solitons de cavité. Il n'y a pas de raison fondamentale pour distinguer les structures localisées, par exemple dans les valves optiques, des solitons de cavité dans les cavités lasers à semi-conducteur. Néanmoins, il ne faut pas les confondre avec les solitons propagatifs en optique, qui eux, sont observés dans des systèmes conservatifs<sup>10</sup> où aucune bistabilité n'est nécessaire pour leur formation [72]. Les solitons de cavités ou structures localisées sont alors plus généralement caractérisés de solitons ou structures dissipatives<sup>11</sup>, car leur existence dépend fortement d'une énergie fournie par une source extérieure. Une énergie de pompe est donc essentielle, signifiant que ces structures sont définies par un équilibre au sein du système entre : gain, pertes, dispersion, non linéarité. De ce fait, dans la majeure partie des expériences citées, en plus du faisceau dit d'adressage (ou d'écriture) pour inscrire des structures localisées, un faisceau dit de maintien est nécessaire au système pour entretenir les structures formées [73].

## 1.2 Effet photoréfractif

Dans ce mémoire, le système étudié est un milieu optique non linéaire composé d'un cristal photoréfractif en configuration simple feedback. Nous avons vu la configuration simple feedback sur la figure 1.3b), il est temps de voir maintenant les caractéristiques des effets non linéaires présents dans ce type de matériau.

---

<sup>10</sup>Système qui n'échange pas d'énergie avec l'extérieur.

<sup>11</sup>Les solitons dissipatifs sont des structures localisées solitaires qui apparaissent dans des systèmes non linéaires dissipatifs, dû à des mécanismes d'auto-organisation [72]. Ces systèmes sont sujets à des processus permanents de gains et de pertes, et ne sont pas dans un état d'équilibre. En optique, des systèmes possédant du gain et des pertes sont réalisés dans des expériences qui incluent tous types de cavités.

L'effet photoréfractif fut découvert en 1966 par A. Ashkin [74], lors de l'étude de la génération de seconde harmonique dans des cristaux électro-optiques de  $\text{LiNbO}_3$ . Tout d'abord, il a été qualifié de "dommage optique" puisqu'il était néfaste pour la condition d'accord de phase nécessaire dans ce type d'expérience. L'effet a été ensuite rebaptisé photoréfractif. Durant les années qui ont suivi, beaucoup d'études sur ce phénomène ont été réalisées, menant à la formulation d'un modèle : le modèle de transport par bande. Le premier modèle complet fut développé par Kukhtarev et al. [75] en 1979. Il décrit la formation d'un champ de charge d'espace, lors de l'illumination d'un matériau photoréfractif par un faisceau laser. Ce champ de charge d'espace induit une modulation de l'indice de réfraction du matériau par effet électro-optique linéaire, dit effet Pockels. Aujourd'hui, le modèle de Kukhtarev permet de décrire la plupart des phénomènes observés, bien que des extensions sont nécessaires pour expliquer certaines interactions entre la lumière et les structures relativement compliquées de certains matériaux. On peut citer les modèles électron-trous [76, 77, 78], électron-ions [79, 80, 81], "shallow-traps" ou "multi-traps" [82, 83, 84, 85], ou encore les modèles de résonance semi-conducteur avec charges inertes [86, 87].

Dans les sections suivantes, nous décrirons le modèle de transport par bande le plus simple, celui de Kukhtarev, ainsi que l'effet électro-optique. Intéressons-nous dans un premier temps aux mécanismes physiques de l'effet photoréfractif. Considérons l'illumination d'un cristal dit électro-optique par un ou plusieurs faisceaux de lumière cohérents. Les interférences, créées par les faisceaux, vont générer une modulation d'intensité à l'entrée du matériau. Dans le cas de deux ondes planes homogènes, l'intensité de modulation est un simple réseau sinusoïdal, comme le montre la figure 1.7a). Les processus physiques traduisant l'effet photoréfractif peuvent se résumer en 4 étapes :

- La première consiste, dans les zones brillantes (Fig. 1.7a), en la photo-excitation d'électrons par des centres donneurs (niveau donneur  $N_d$ , Fig.1.8). Ces charges peuvent être fournies par les défauts ou dislocations du réseau cristallin ou, dans le cas de cristaux non dopés, par des traces d'impuretés dans le matériau.

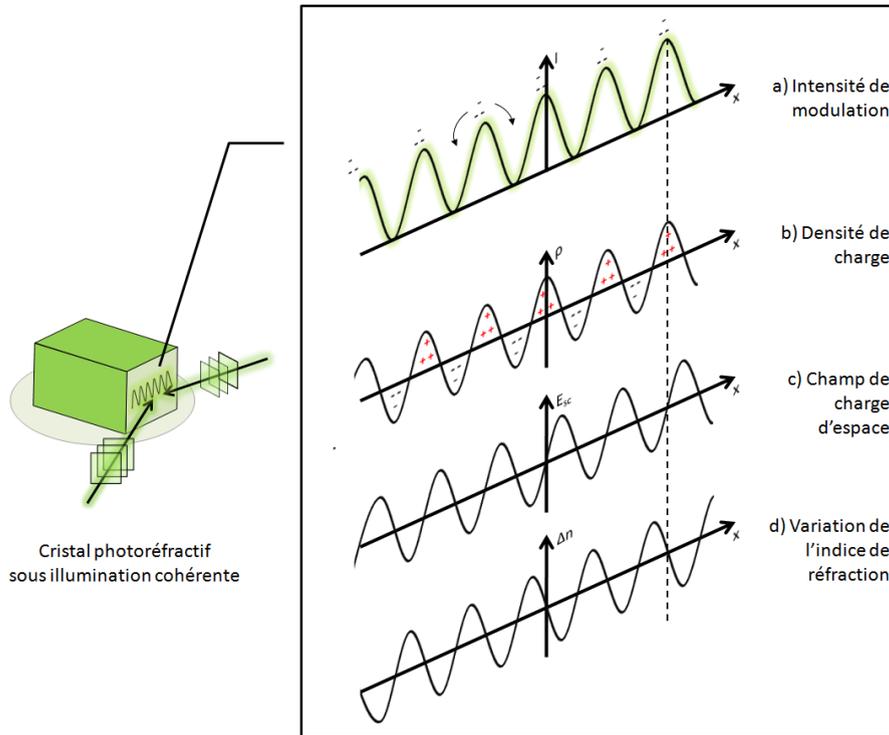


FIG. 1.7: Mécanismes de l'effet photoréfractif : a) Intensité modulée obtenue par l'interférence de 2 faisceaux cohérents dans un cristal photoréfractif. b) Densité de charges induite via le processus de photo-excitation. c) Création du champ de charge d'espace. d) Modulation de l'indice de réfraction par effet électro-optique.

- Après ce processus de photo-excitation, les charges peuvent migrer vers les régions sombres, grâce à 3 mécanismes de transport : diffusion, entraînement sous un champ électrique, ou effet photovoltaïque (Fig. 1.7b). La diffusion résulte du déplacement des électrons des régions de hautes au régions de basses concentrations, tandis que l'entraînement est le déplacement des électrons sous l'effet d'un champ électrique. L'effet photovoltaïque est, quant à lui, un courant uni-directionnel induit optiquement provenant des asymétries dans la structure cristalline.
- Dans les régions dites sombres, les électrons vont se recombiner avec des pièges, induisant ainsi un gradient de charge  $\rho$  (Fig. 1.7b), et par

conséquent un champ de charge d'espace local (Fig. 1.7c).

- Au travers de l'effet électro-optique, ce champ de charge d'espace est ensuite transformé en une modulation de l'indice de réfraction du matériau (Fig. 1.7d).

Sur la figure 1.7, il est aisé de constater que la modulation d'indice reproduit la modulation d'intensité initiale avec un certain déphasage  $\phi$  (pointillés, Fig. 1.7). Il est possible d'annuler ce déphasage provenant du phénomène de diffusion, en appliquant un champ électrique extérieur sur le milieu. Dans les deux configurations, avec ou sans champ électrique extérieur, les faisceaux lumineux voient la modulation d'indice créée comme un réseau d'indices en volume au travers duquel ils interagissent.

### 1.2.1 Le modèle de transport par bandes

Cette section présente le modèle de transport par bandes, dit modèle de Kukhtarev et al. [75]. Il présente l'avantage d'être simple et permet une description qualitative suffisante pour de nombreuses expériences. En réalité, le modèle de transport est beaucoup plus complexe en raison des différents dopants ou impuretés qui peuvent interagir dans les processus. Des pièges peuvent également être proches de la bande de conduction ou de valence (pièges peu profonds), suggérant des mécanismes de transitions d'ordres supérieurs [88, 89, 90, 91].

Les procédés décrits par le modèle sont illustrés sur la figure 1.8. Nous pouvons voir la bande interdite d'un matériau photoréfractif remplie avec des donneurs et accepteurs de concentrations respectivement notées  $N_d$  et  $N_a$ . Donneurs et accepteurs sont des impuretés possédant des niveaux d'énergie électronique localisés dans la bande interdite du matériau. Les électrons sont excités optiquement des donneurs non ionisés de concentration  $N_d - N_d^+$ , vers la bande de conduction où ils peuvent migrer suivant les différents phénomènes de transport vus précédemment. Lorsqu'ils atteignent une région sombre, ils se recombinent avec des donneurs ionisés de concentration  $N_d^+$ . Ceci amène naturellement à une accumulation d'électrons dans ces zones, induisant une modulation de la densité de charges (Fig. 1.7b).

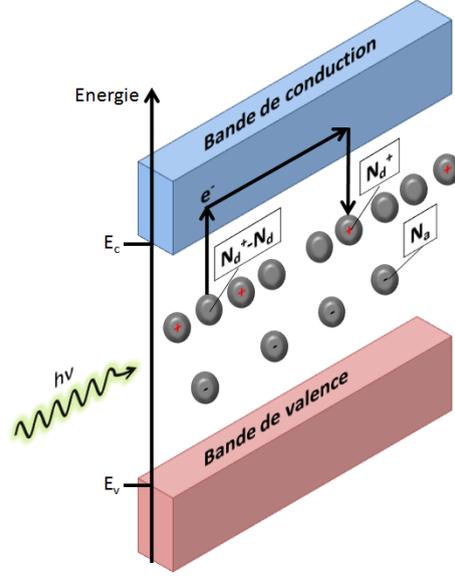


FIG. 1.8: Modèle photoréfractif de transport par bande.  $E_c$  et  $E_v$  sont respectivement les énergies des bandes de conduction et de valence.

La formulation mathématique du modèle de transport par bande a pour but de déterminer le champ de charge d'espace résultant  $E_{sc}(\vec{r}, t)$  (où  $\vec{r} = (\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ ). Il est fonction des conditions expérimentales et conditionné par la distribution d'intensité initiale  $I = I(\vec{r}, t)$ <sup>12</sup>. Le modèle est décrit par le système d'équations suivant :

*Equation de génération des donneurs ionisés :*

$$\frac{\partial N_d^+}{\partial t} = (sI + \beta)(N_d - N_d^+) - \gamma_e N_e N_d^+ \quad (1.3)$$

*Equation de continuité électrique :*

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \frac{\partial N_d^+}{\partial t} + \frac{1}{e}(\vec{\nabla} \cdot \vec{J}) \quad (1.4)$$

<sup>12</sup>Il faut noter, néanmoins, que l'intensité de la lumière ne peut être considérée comme la "force motrice" (driving force) du processus que si la section efficace de photo-excitation est isotrope par rapport à la polarisation de la lumière. Sinon, elle doit être remplacée par l'énergie dissipée localement [92, 93] et les équations qui suivent se modifient en conséquence.

*Equation de transport des charges sous la forme de densité de courant :*

$$\vec{J} = \mu_e k_B T \vec{\nabla} N_e + N_e e \mu_e \vec{E} + \vec{J}_{pv} \quad (1.5)$$

*Equation différentielle de la loi de Gauss :*

$$\vec{\nabla} \cdot \tilde{\epsilon} \vec{E} = -e(N_e + N_a - N_d^+) \quad (1.6)$$

où :  $N_d^+(\vec{r}, t)$  est la concentration de donneurs ionisés,  $s$  est la constante de photo-ionisation,  $\beta$  est le taux d'excitation thermique des électrons,  $\gamma_e$  est la constante de recombinaison des électrons,  $N_e = N_e(\vec{r}, t)$  est la concentration d'électrons dans la bande de conduction,  $e$  représente la charge de l'électron,  $\vec{J} = J(\vec{r}, t)$  est la densité de courant,  $\mu_e$  est la mobilité des électrons,  $k_B$  la constante de Boltzmann, et  $T$  la température.  $\vec{E} = E(\vec{r}, t)$  est le champ électrique local représentant le champ de charge d'espace  $E_{sc}(\vec{r}, t)$ .  $J_{pv}$  est la contribution photovoltaïque pour la densité de courant et  $\tilde{\epsilon}$  le tenseur diélectrique.

L'équation (1.3) est une équation de génération de donneurs ionisés via une excitation optique et thermique et via des processus de recombinaison. L'équation (1.4) traduit le changement local de la concentration en électrons dans la bande de conduction. Le premier terme du second membre prend en compte les électrons fournis (ou absorbés) par les donneurs, alors que le deuxième terme provient du flux d'électrons dans la région locale. L'équation (1.5) décrit la densité de courant créée par les mécanismes de transport de charges. Elle contient dans l'ordre, les contributions venant de la diffusion, l'entraînement sous champ électrique et de l'effet photovoltaïque. L'équation (1.6) est la forme différentielle de la loi de Gauss pour le champ électrique.

Voyons maintenant l'effet électro-optique linéaire (effet Pockels) responsable de la modulation de l'indice de réfraction du matériau, en réponse à la création du champ de charge d'espace  $E_{sc}(\vec{r}, t)$ .

### 1.2.2 L'effet électro-optique

Le champ électrique photoréfractif couple indirectement l'onde optique au changement d'indice de réfraction dû à l'effet électro-optique linéaire, encore appelé effet Pockels. Il s'agit d'une non linéarité d'ordre 2 qui peut exister seulement dans les matériaux ne possédant pas de centre de symétrie<sup>13</sup>. C'est ainsi que le champ de charge d'espace vu précédemment est transformé en une modification d'indice dans le matériau, et ce, au signe près, avec la même période et position spatiale que le champ sur la figure 1.7d,e).

Pour un champ électrique homogène  $E$ , la réponse électro-optique est décrite simplement par l'expression :

$$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_{ij} = r_{ijk} E_k, \quad (1.7)$$

qui donne le changement du tenseur diélectrique inverse  $(1/n^2)_{ij}$  (l'indicatrice) en fonction du tenseur électro-optique  $r_{ijk}$ , qui dépend de la pulsation  $\omega$  du champ électrique. À basses fréquences et pour un cristal non-contraint, le tenseur  $r_{ijk}$  correspond au tenseur électro-optique "libre" indiqué par  $r_{ijk}^T$ , qui est lié au tenseur électro-optique contraint  $r_{ijk}^S$  par :

$$r_{ijk}^T \equiv r_{ijk}^S + p_{ijlm}^E d_{klm}^T. \quad (1.8)$$

Le tenseur  $r_{ijk}^S$  est mesuré sous contrainte mécanique empêchant toute déformation du cristal ou à des fréquences du champ électrique au delà de ses résonances acoustiques. La quantité  $p_{ijlm}^E$  est le tenseur élasto-optique (mesuré à champ électrique constant) et  $d_{klm}^T$  décrit l'effet piézo-électrique inverse mesuré sous tension mécanique (contrainte) constante [94]<sup>14</sup>. Il faut noter que

<sup>13</sup>En optique non linéaire, la polarisation induite  $\vec{P}$  est généralement développée en puissances croissantes du champ électrique  $\vec{E}(t)$  selon :  $P_i(t) = \epsilon_0(\chi_{ij}^{(1)} E_j + \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots)$ , où  $\chi^{(1)}$ ,  $\chi^{(2)}$ ,  $\chi^{(3)}$  ... sont les tenseurs de susceptibilité électrique linéaire, d'ordre 2, d'ordre 3, etc. L'effet électro-optique linéaire (Pockels) est associé au tenseur  $\chi^{(2)}$ . L'expression ci-dessus utilise la convention d'Einstein de sommation sur les indices.

<sup>14</sup>L'effet élasto-optique décrit le changement de l'indicatrice sous l'effet d'une déformation mécanique. L'effet piézo-électrique inverse décrit la déformation induite par un champ électrique. Le deuxième terme à droite dans (1.8) exprime donc la combinaison de ces deux effets.

les tenseurs de troisième rang  $r_{ijk}^T$  et  $r_{ijk}^S$  sont invariants par rapport à une permutation des deux premiers indices. Leur nombre maximal d'éléments indépendants est donc réduit de 27 à 18. Heureusement, la symétrie cristalline de la plupart des cristaux utilisés en électro-optique réduit encore ce nombre maximal.

Dans le cas de l'effet photoréfractif, le champ électrique se formant dans le cristal n'est pas homogène. De nombreux travaux [95, 96, 97, 98] ont montré que dans ce cas, la simple expression (1.8) ne suffit plus à décrire correctement la réponse électro-optique du cristal. Le champ électrique non homogène induit une réponse mécanique complexe, qui ne correspond ni à celle d'un cristal libre, ni à celle d'un cristal totalement contraint. Nous pouvons développer spatialement le champ électrique non homogène selon Fourier, et identifier des vecteurs caractéristiques (notés  $\vec{K}$ ) de la modulation. On peut alors montrer [97] que le tenseur  $r_{ijk}$  à introduire dans (1.7), n'est plus une constante du cristal mais dépend de la direction de la modulation, caractérisée par le vecteur unitaire  $\hat{K} = \vec{K}/|\vec{K}|$ . L'équation (1.7) reste alors valable pour  $\vec{E} = E_{sc}\hat{K}$  et  $r_{ijk} = r_{ijk}^{eff}$  avec :

$$r_{ijk}^{eff} \equiv r_{ijk}^S + p_{ijkl}'^E A_{lm}^{-1} B_m, \quad (1.9)$$

où la matrice  $A_{ik}$  est donnée par [97] :

$$A_{ik} \equiv C_{ijkl}^E \hat{K}_j \hat{K}_l, \quad (1.10)$$

et le vecteur  $B_i$  par

$$B_i \equiv e_{kij} \hat{K}_k \hat{K}_j. \quad (1.11)$$

Ici  $p_{ijkl}'^E$  est le tenseur élasto-optique modifié, qui tient compte des composantes rotationnelles de la déformation,  $C_{ijkl}^E$  est le tenseur élastique à champ électrique constant, qui exprime la contrainte mécanique en fonction de la déformation. Enfin,  $e_{kij}$  est le tenseur de l'effet piézo-électrique direct et exprime le changement du vecteur de déplacement électrique  $\vec{D}$  dû à une déformation. Il faut noter que le tenseur  $r_{ijk}^{eff}$  peut avoir une symétrie plus faible que les tenseurs primaires  $r_{ijk}^S$  et  $r_{ijk}^T$ .

Supposons une situation géométrique spécifique comme l'interaction de

deux ondes  $P$  et  $S$  par le biais d'un réseau de champ d'espace photoréfractif, avec un vecteur de réseau parallèle à  $\hat{K}$ . Les deux ondes sont polarisées parallèlement aux vecteurs unitaires  $\hat{d}^P$  et  $\hat{d}^S$ , respectivement. On peut alors calculer un coefficient électro-optique effectif scalaire pour cette interaction, en contractant le tenseur  $r_{ijk}^{eff}$  en (1.9) par les deux vecteurs de polarisation et le vecteur  $\hat{K}$  :

$$r_{eff} \equiv \hat{d}_i^S \cdot \left( r_{ijk}^{eff} \hat{K}_k \right) \cdot \hat{d}_j^P. \quad (1.12)$$

La modulation de l'indice de réfraction  $\Delta n$  vue par ces ondes, sera alors approximativement donnée par :

$$\Delta n(r) = -\frac{\tilde{n}^3}{2} r_{eff} E_{sc}(r), \quad (1.13)$$

où  $E_{sc}(r)$  est la valeur scalaire locale du champ de charge d'espace, et l'indice de réfraction  $\tilde{n}$  dépend de la géométrie d'interaction et de la polarisation des ondes  $P$  et  $S$ .

### 1.2.3 Quelques applications

Les cristaux photoréfractifs sont de nos jours utilisés pour de nombreuses applications. L'une des premières applications proposées a été le stockage holographique de données, amélioré ces dernières années en utilisant des techniques de multiplexages et d'encodages [99, 100]. Les matériaux photoréfractifs ont également montré leur utilité pour la corrélation et la convolution d'images optiques [101]. Étroitement liées aux corrélateurs optiques, on peut également trouver les mémoires basées sur des matériaux photoréfractifs capables de retrouver une image stockée à partir d'informations partielles en entrée. Ce mécanisme illustre l'habileté de ces cristaux non linéaires à gérer le traitement parallèle de l'information [102]. La formation de solitons spatiaux photoréfractifs fut et est encore l'objet d'importantes études pour le guidage de la lumière. En effet, le champ de charge d'espace créé par le passage d'un faisceau laser dans le matériau peut être contrôlé par l'application d'un champ électrique extérieur. Ainsi, la diffraction naturelle du faisceau dans le milieu peut être annulée, menant à la formation d'un faisceau contrôlable appelé so-

lition spatial [103]. Des études récentes [104] montrent notamment la possible interaction entre plusieurs solitons à l'intérieur d'un matériau photoréfractif semi-conducteur, laissant place à d'éventuelles applications dans le routage optique de l'information.

#### 1.2.4 L'effet photoréfractif vs l'effet Kerr

Les cavités ou demi-cavités photoréfractives diffèrent des cavités ou demi-cavités Kerr vues dans la section 1.1.3, non pas par leurs géométries mais par les matériaux qu'elles contiennent, et plus précisément, par les caractéristiques non linéaires de ces derniers.

Les effets Kerr et photoréfractif optiques correspondent tous deux à un effet non linéaire observé dans des cristaux répondant à la lumière, en altérant leur indice de réfraction. Il y a néanmoins quelques différences à noter. Dans le cas de l'effet Kerr, la variation de l'indice du milieu est proportionnelle à l'intensité locale de la lumière (eq. 1.14). Cet effet devient donc significatif pour des intensités de faisceaux élevées, notamment celles des lasers pulsés ou focalisés. La variation d'indice est donnée par :

$$\Delta n = n_2 I, \tag{1.14}$$

où  $n_2$  est l'indice de réfraction non linéaire du second ordre<sup>15</sup> et  $I$  correspond à l'intensité de l'onde incidente. L'effet Kerr combiné à la diffraction peut, comme dans le cas photoréfractif, conduire à la formation de solitons spatiaux [105].

Contrairement à l'effet Kerr, l'effet photoréfractif est associé à l'effet électro-optique linéaire, associé au tenseur  $\chi^{(2)}$  dans l'expression de la polarisation (voir section "effet électro-optique"). Ainsi, la variation de l'indice de réfraction ( $\Delta n$ ) est proportionnelle, non pas au carré du champ électrique de l'onde incidente (intensité, eq. (1.14)), mais au champ de charge d'espace ( $E_{sc}$ ) créé à l'intérieur du cristal (eq. 1.13). Nous avons vu également le déphasage s'opérant entre le réseau d'indice créé par le champ  $E_{sc}$  et le réseau d'éclairement

---

<sup>15</sup>L'effet Kerr est encore appelé effet électro-optique quadratique, associé au tenseur  $\chi^{(3)}$  dans l'expression de la polarisation (voir section "effet électro-optique").

(Fig. 1.7). Par conséquent, l'effet photoréfractif est souvent qualifié d'effet non local comparé à l'effet Kerr<sup>16</sup>.

Il faut noter également que le temps de réponse photoréfractif est en général relativement long (milliseconde à la seconde) par rapport aux matériaux Kerr. Ceci facilite l'observation de phénomènes transitoires.

Enfin, la non linéarité photoréfractive rend également avantageuse les investigations d'un point de vue expérimental, car c'est un effet saturable : il dépend de la quantité de porteurs qui peuvent être excités. Ceci permet d'observer des phénomènes en optique non linéaire pour de faibles intensités laser.

### 1.2.5 Structures lumineuses transverses et photoréfractivité

Nous avons développé, dans une première partie, la notion de morphogénèse dans la nature puis plus particulièrement en optique, au travers de la formation de patterns et de structures localisées. Nous avons ensuite étudié l'effet photoréfractif qui constitue le noyau de nos expériences réalisées dans ce mémoire. Faisons désormais le lien entre ces deux mécanismes, afin de comprendre l'originalité de cette thèse reposant sur une étude et un contrôle de la formation de patterns dans un système photoréfractif.

#### "Patterns photoréfractifs"

En plus des réponses "holographique" et "solitonique" vues dans la section 1.2.3, une propriété importante de certains cristaux photoréfractifs est la possibilité de couplage, de transfert d'énergie entre deux faisceaux cohérents, mieux connu sous le nom de mélange à deux ou quatre ondes. Ce mécanisme a conduit à de nombreuses applications dans le contexte général du traitement optique de l'image, principalement les conjugateurs de phase auto-pompés [106], l'amplification d'images [107], l'interférométrie [108, 109], les réseaux optiques neuronaux [110], mais également la formation de patterns. En effet, le mélange d'ondes, combiné à la réponse lente des matériaux photoréfractifs et leur forte

---

<sup>16</sup>La réponse photoréfractive peut également être contrôlée par un champ électrique extérieur appliqué au milieu. Ceci permet non seulement un contrôle de la non linéarité, mais permet aussi de rendre la variation d'indice locale.

non linéarité pour de faibles puissances laser, ont fait des cristaux photoréfractifs de bons candidats pour l'investigation et la caractérisation de la formation de structures lumineuses transverses.

On doit ainsi, en 1993, la première observation de patterns dans un cristal photoréfractif à Tokuyuki Honda [44]. Il rapportait l'observation d'instabilités transverses sur le profil d'un faisceau laser circulant dans un cristal photoréfractif de Niobate de Potassium ( $\text{KNbO}_3$ ). La configuration choisie était une boucle à simple rétro-action optique (Fig. 1.3b), en utilisant comme miroir la surface réfléchissante arrière du cristal, ou bien le phénomène de conjugaison de phase auto-pompé, réalisé à l'aide d'un second cristal photoréfractif de Titanate de Baryum ( $\text{BaTiO}_3$ ). Ont suivi d'autres expériences, détaillées dans la partie suivante, basées sur le même système et dans le but de contrôler les structures formées [17, 21, 22].

Nous avons vu qu'un simple faisceau laser entrant dans un milieu non linéaire (Fig.1.3a) peut subir des structurations transverses complexes, dues au phénomène d'instabilité de modulation : c'est la formation de patterns de type filamentation, observés par exemple dans un cristal photoréfractif de SBN [2] (Fig. 1.2b).

Enfin, des patterns photoréfractifs ont également été observés dans une cavité de type anneau (Fig. 1.3d, 1.2d) [40, 111].

### "Structures localisées photoréfractives"

Dans le domaine de la formation de structures localisées, les cristaux photoréfractifs ont été très peu utilisés. À notre connaissance, une seule expérience a été réalisée dans ce domaine, et dans une situation quelque peu différente : le milieu photoréfractif est placé dans une cavité en anneau (Fig. 1.9), où il fait office de milieu actif pompé par un laser à Argon [16]. Un champ injecté servant de pompe illumine le cristal et un champ signal circulant dans la cavité est émis spontanément à partir du bruit de diffusion généré par la pompe. Le signal est ensuite amplifié par effet photoréfractif. En effet, l'interférence entre le champ signal circulant dans la cavité et le champ de pompe fait apparaître des franges dans le cristal et, par conséquent, un réseau d'indice principalement en transmission (Fig. 1.4a). Ce réseau diffracte l'énergie du champ de pompe dans le

champ signal qui circule dans la cavité. La cavité optique fournit donc le mécanisme de couplage pour le champ signal au sein du milieu devenu amplificateur. Ce mécanisme est très similaire à celui d'une cavité simple feedback, puisque les instabilités de type pattern qui se forment dans ces cavités trouvent leurs origines des mêmes mécanismes de bruit et de couplage par réseaux d'indices.

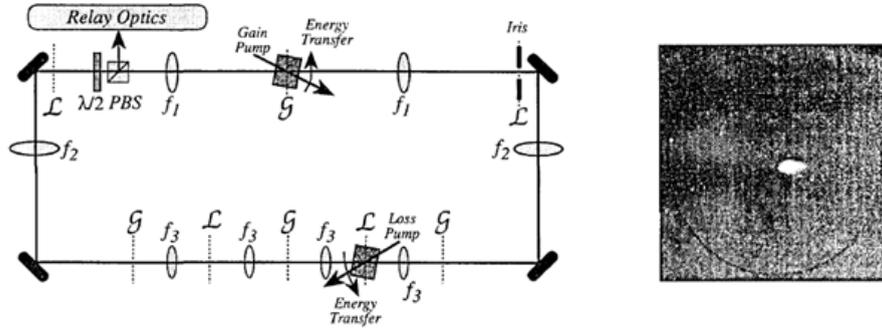


FIG. 1.9: Résonateur auto-imageant en anneau contenant 2 cristaux photoréfractifs ( $\text{BaTiO}_3$ ) dans des plans conjugués (G et L) : l'un est utilisé pour fournir de l'énergie (gain) au système, l'autre pour engendrer des pertes. L'équilibre entre gain et pertes conduit à la solution de type structure localisée illustrée à droite. Images extraites de la référence [16].

Afin d'observer des structures de type soliton de cavité, une bistabilité optique a été obtenue en plaçant un absorbant saturable (autre cristal photoréfractif Fig. 1.9), en configuration auto-imageante avec l'autre milieu photoréfractif amplificateur. Ainsi, la configuration est celle d'un milieu dissipatif, où pertes engendrées par l'absorbant saturable et gain par le milieu amplificateur peuvent se compenser, pour former des structures dissipatives de type soliton de cavité. De plus, de part la configuration de la cavité, le nombre de Fresnel<sup>17</sup> caractérisant la résolution transverse du système est élevé. Dans ces conditions, des structures localisées ont été observées (Fig. 1.9).

<sup>17</sup>Le nombre de Fresnel quantifie le nombre de modes transverse qui peuvent exister dans une cavité. D'un point de vue géométrique, on peut se le représenter de la sorte : l'angle de vue géométrique d'un objet de taille linéaire  $Lx$  situé à une distance  $Lz$  est :  $\Theta = Lx / Lz$ . À l'intérieur de cet angle, seul les détails d'une séparation angulaire minimum égale à  $\lambda/Lx$  ( $\lambda$  : la longueur d'onde optique) peuvent être résolus par le système. Donc le nombre d'éléments indépendants le long de  $Lx$  détectables à une distance  $Lz$ , est donné par le nombre de Fresnel :  $Fx = Lx^2 / \lambda Lz$ . Ce nombre traduit en quelque sorte la résolution transverse du système.

## 1.3 Position du problème

Notre objectif est d’aller au delà de la simple observation de structures lumineuses auto-organisées dans un système photoréfractif, ce qui est néanmoins le pré-requis essentiel pour les études qui vont suivre. Dans cette thèse, nous sommes intéressés par le contrôle de la structuration du pattern qui émerge du système et par son régime d’établissement qui conditionnera sa dynamique finale. La variété de structures spatiales observables dans les systèmes photoréfractifs, en font d’excellents outils pour tester différentes méthodes de contrôle et de sélection. Avant de proposer nos méthodes, voyons quelques exemples de contrôle que l’on peut trouver dans la littérature.

### 1.3.1 Les moyens de contrôle

On doit à Ott, Grebogi et Yorke [112, 113], les travaux pionniers sur le contrôle et la stabilisation de systèmes. Ils étudièrent la stabilisation d’orbites périodiques apparaissant dans un attracteur chaotique et montrèrent qu’il fallait appliquer prudemment dans leur système de petites et discrètes perturbations afin de stabiliser ce dernier. Il existe principalement deux approches complémentaires pour le contrôle de patterns en optique. Dans la première, la structure géométrique du système est modifiée telle que, par exemple, des solutions non-hexagonales sont adoptées par le système. Une seconde approche consiste à stabiliser ces solutions additionnelles qui sont généralement instables en faveur d’une solution préférée.

Différentes techniques, plus ou moins invasives d’un point de vue du contrôle, ont été étudiées. Une des plus efficaces et des plus utilisées consiste en la manipulation, le choix ou encore la stabilisation de patterns en utilisant un filtrage spatial [21, 22]. En effet, l’optique fournissant un accès unique au domaine des fréquences spatiales (espace de Fourier), l’utilisation de techniques agissant sur la phase des faisceaux peut être facilement implémentée. Des filtres spatiaux (masques d’amplitude) sont placés dans le plan de Fourier d’une lentille située dans la boucle de rétro-action du système. Ils forcent ainsi ce dernier vers la solution imposée par la géométrie du filtre (Fig. 1.10).

Une méthode, moins invasive, résulte en une légère modification de la fré-

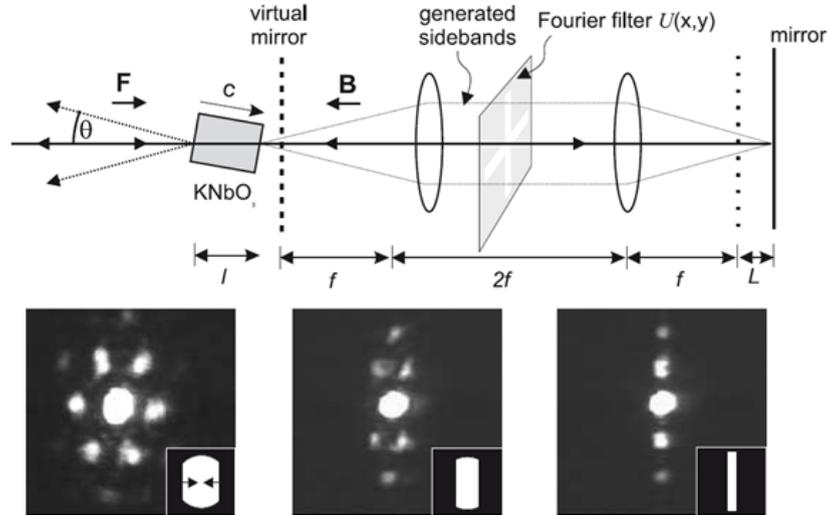


FIG. 1.10: Configuration expérimentale pour un contrôle invasif de patterns photoréfractifs. Un filtre est positionné dans le plan de Fourier situé entre les deux lentilles. En réduisant la dimension transverse du masque, il est possible de changer la géométrie du pattern (images du bas). Images extraites de [41].

quence de l'onde pompe fournissant l'énergie aux instabilités. Dans une région des paramètres où le système posséderait et hésiterait entre différentes solutions, le désaccord en fréquence (detuning) de l'onde pompe permet ainsi de choisir l'une ou l'autre des solutions [17].

Enfin, dans le même esprit et afin de rendre l'influence de la méthode de sélection aussi faible que possible, la configuration optique est inchangée mais une partie de l'énergie du système est extraite, modifiée, et ré-injectée dans la cavité afin d'encourager plutôt que de forcer les solutions désirées [22].

Jusqu'ici, nous avons seulement considéré le cas de faisceaux aller et retour circulant de manière colinéaire dans le système optique. Cette configuration permet, d'ores et déjà, la formation et l'étude de patterns complexes et variés. Néanmoins, les dynamiques étaient toujours restreintes aux effets de compétition entre les différents patterns, pouvant émerger dans une région bien précise des paramètres. De plus, les motifs observés étaient statiques. La situation change lorsqu'une asymétrie est introduite dans le système. Elle peut être réa-

lisée très simplement en modifiant l'angle du miroir permettant la rétro-action optique. Ceci introduit une dérive des éléments qui composent le pattern et induit des scénarios complexes au niveau de la dynamique : le pattern qui se forme n'est plus entretenu par la dynamique du système, mais par le bruit présent dans celui-ci. On qualifie alors de *convectives* les instabilités qui se forment dans cette configuration.

Dès lors qu'une brisure de symétrie est apportée à un système, celui-ci peut afficher des instabilités convectives. Elles peuvent, dans un premier temps, apparaître comme une contrainte car elles dérivent, naissent, et trouvent leurs énergies dans le bruit du système. Néanmoins, pouvoir ajuster leurs vitesses de phase et de groupe, pouvoir prédire leurs apparitions, pouvoir contrôler leur amplitudes, en font des objets intéressants et étudiés dans des domaines très différents comme l'hydro-dynamique [114], la physique des plasmas [115], le trafic routier [116]. Ces instabilités convectives ont été pour la première fois observées dans des expériences chimiques menées par Henry Bénard [33], puis ont trouvé une place en optique grâce à des travaux principalement sur des milieux à effet Kerr [19, 117, 118, 119]. Des instabilités dérivantes ont également été observées par T. Honda [120] dans un système photoréfractif, en introduisant un désalignement faible du faisceau de pompe. Des observations au niveau de la vitesse de rotation du pattern en champ lointain ont été rapportées. Pourtant, aucune interprétation utilisant les phénomènes de convection comme étant la source de ces observations n'a été proposée à ce jour.

### 1.3.2 Notre approche

Comme nous venons de le voir, il y a de nombreuses raisons pour souhaiter contrôler le processus de formation de patterns dans un système optique affichant spontanément des structures spatiales auto-organisées. Notre approche entretient le désir des chercheurs de ce domaine, à savoir : pouvoir ajuster, stabiliser, créer différents états patterns, au lieu de simplement en observer leurs apparitions.

Dans un premier temps, le chapitre 2 concernera la description théorique et expérimentale du système que nous avons utilisé pour mettre en oeuvre nos méthodes de contrôle. Il s'agit d'un cristal photoréfractif de Titanate de

Baryum en configuration simple feedback.

Le chapitre 3 décrira ensuite notre méthode innovante de contrôle, qualifiée de "tout optique". Elle s'appuie sur la notion de contrôle de la lumière par des cristaux photoniques. En effet, ces derniers possèdent des propriétés optiques qui en font de parfaits candidats pour le contrôle de modes se propageant dans une cavité (ou demi-cavité) optique. Notre étude expérimentale et théorique est basée sur un papier, daté de 2004, qui proposait cette manière originale de contrôle [23]. Le système était différent : une cavité en anneau contenant un cristal photonique et un milieu à effet Kerr. Nous avons, dès lors, implémenté cette technique pour notre système photoréfractif en configuration simple feedback. Nous montrerons que nous sommes ainsi capables de supprimer, créer, orienter des patterns apparaissant dans notre milieu non linéaire.

Dans le chapitre 4, nous verrons une autre méthode de contrôle sur la formation de patterns, connue principalement dans les matériaux fins à effet Kerr [119]. Elle est basée sur un désalignement volontaire du miroir de rétro-action dans le système. Cette manipulation expérimentale engendrera l'apparition de nouveaux patterns, évoluant avec des dynamiques (convective et absolue) et vitesses transverses particulières. Nous montrerons qu'il est possible de contrôler mécaniquement ces dynamiques, au moyen de l'angle du miroir ou en jouant sur l'intensité de l'onde pompe dans notre système. Ces résultats constitueront la première observation de ce genre de phénomènes dans un système photoréfractif.

Enfin, le chapitre 5 est dédié à l'inscription de structures localisées en milieu photoréfractif. Nous avons vu qu'il existe une seule démonstration expérimentale de ce genre, observée dans une cavité complexe en anneau, composée de deux cristaux photoréfractifs (Fig. 1.9) [16]. Dans cette expérience datée de 1994, aucun adressage des structures localisées n'a été démontré, ni même la possibilité d'inscrire plusieurs structures ou de les effacer. Aucun contrôle de ces structures n'a donc été démontré. Nous ne proposons pas de réitérer cette expérience, mais plutôt de modifier notre montage expérimental simple feedback en conséquence. Nous verrons, dès lors, les premiers résultats sur l'inscription de structures localisées photoréfractives.



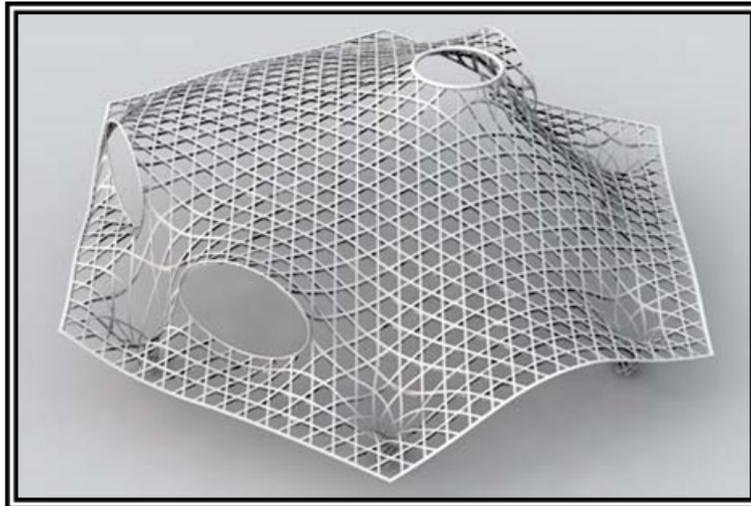
## Chapitre 2

# Patterns photoréfractifs : de la théorie à l'expérience



*Ce chapitre propose une étude théorique et expérimentale sur la formation de patterns dans un système photoréfractif à simple rétro-action optique. Cette étude n'est pas exhaustive. La formation de patterns photoréfractifs étant connue depuis une quinzaine d'années, nous montrerons, sans pour autant tout démontrer, que nous sommes capables de reproduire des résultats de la littérature, pour ensuite, les utiliser dans de nouvelles méthodes de contrôle présentées dans les chapitres suivants.*





*Toit du Centre Georges Pompidou, Metz*



## 2.1 Approche théorique

### 2.1.1 Compétition entre les différents réseaux photoréfractifs

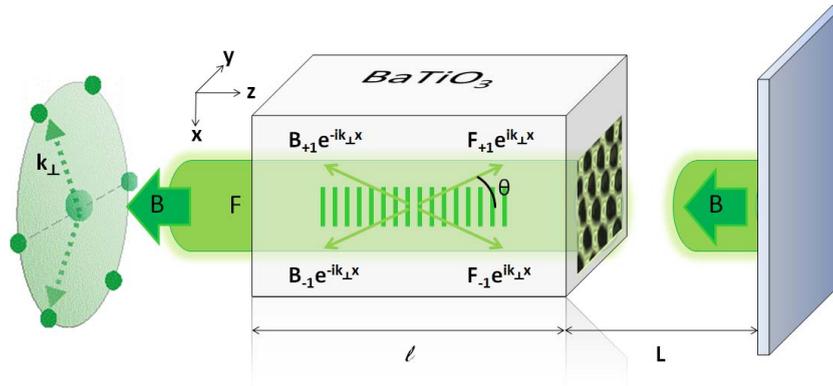


FIG. 2.1: Géométrie de l'interaction entre 2 faisceaux primaires contra-propageants  $F$  et  $B$  dans un système photoréfractif simple feedback. Ces 2 ondes créent un réseau d'indice en réflexion (en vert sur l'image).  $F_{\pm 1}$  et  $B_{\pm 1}$  correspondent aux faisceaux satellites de vecteurs d'onde transverses  $k_{\perp}$  sélectionnés par le système. Ces derniers conduisent au pattern hexagonal illustré en champ proche (face de sortie du cristal) et en champ lointain (cercle vert), l'un étant la transformée de Fourier spatiale de l'autre.  $\theta$  correspond à l'angle des faisceaux satellites par rapport aux faisceaux primaires dans le cristal. Cet angle étant très faible ( $< 1^\circ$ ), il est volontairement exagéré sur la figure.

La géométrie d'interaction des faisceaux lumineux dans notre système photoréfractif à simple rétro-action optique est décrit sur la figure 2.1. Comme illustrée dans le chapitre 1 (Fig. 1.3b), une onde plane  $F$  est incidente sur un cristal massif photoréfractif de longueur  $l$ . Cette onde va interagir avec une onde contra-propageante  $B$  générée par la réflexion de l'onde  $F$  sur le miroir placé à une certaine distance  $L$  du milieu qui, dans nos expériences, est un Titanate de Baryum  $\text{BaTiO}_3$  (Fig. 2.1). Dûs au mécanisme d'instabilité de modulation, des faisceaux satellites ( $F_{\pm 1}$ ,  $B_{\pm 1}$ ) vont croître dans le système et coupler leurs énergies via des réseaux d'indices de réflexion et/ou de transmission créés par effet photoréfractif (Figs. 1.4, 2.1, 2.2a)).

Avant d'étudier expérimentalement et théoriquement la formation de patterns dans cette configuration, et afin de justifier les approximations qui seront faites plus loin dans ce document, il faut noter que nous avons négligé la

contribution des réseaux de transmission induits par l'interaction des faisceaux co-propageants  $(F, F_{\pm 1})$  et  $(B, B_{\pm 1})$  (en gris, Fig. 2.2a). En effet, en raison des faibles angles entre les faisceaux primaires et les faisceaux satellites ( $\Theta < 1^\circ$ ), les vecteurs des réseaux de transmission créés ( $K_T$ , Fig. 2.2a) sont petits comparés à ceux des réseaux de réflexion, et sont dirigés dans des directions quasi-perpendiculaires à l'axe cristallographique  $c$  du milieu. Dans cette direction, et de par le pas des réseaux qui se forment dans nos expériences (typiquement de quelques dizaines de micromètres), le champ de charge d'espace correspondant est limité par la faible diffusion des porteurs dans la direction perpendiculaire à  $c$ <sup>1</sup>.

En revanche, les réseaux de réflexion ( $K_R$ ) induits par l'interaction des faisceaux contra-propageants  $(F, B)$ ,  $(F, B_{\pm 1})$ , et  $(B, F_{\pm 1})$  (Fig. 2.2a), contribuent fortement aux couplages non linéaires à l'origine de la formation du pattern final. Pour illustrer ces propos, les figures 2.2b,c) montrent les tracés du gain photoréfractif dépendant du couplage  $(B_{\pm 1}, F)$  pour le cas de réseaux de réflexion (Fig. 2.2b) et  $(F_{\pm 1}, F)$  pour les réseaux de transmission (Fig. 2.2c). Nous avons vu que le mécanisme d'instabilité de modulation conduit à la sélection des faisceaux dits satellites  $(F_{\pm 1}, B_{\pm 1})$ . Par conséquent,  $\alpha_p$  correspondant à l'angle du faisceau primaire  $F$  par rapport à l'axe cristallin  $a$  du cristal,  $\alpha_s$  correspondant à l'angle entre l'axe  $a$  et les faisceaux satellites, où encore  $\Theta = \alpha_p - \alpha_s$  l'angle entre les faisceaux primaires et les satellites (Fig. 2.2a), ne peuvent pas être ajustés facilement par l'expérimentateur. Nous avons donc utilisé nos valeurs expérimentales obtenues pour différents patterns afin d'effectuer le tracé du gain photoréfractif, responsable des effets de couplage. Les points rouges et bleus correspondent à des angles des faisceaux satellites proches de ceux obtenus dans nos expériences<sup>2</sup>. Nous constatons (Fig. 2.2b,c) que le gain pour les réseaux de réflexion est d'environ  $12\text{cm}^{-1}$ , c'est-à-dire nettement supérieur à

---

<sup>1</sup>La contribution de l'effet photovoltaïque au champ de charge d'espace est petite dans le cas des réseaux de transmission étudiés suivant cette configuration, car le courant photovoltaïque ne peut pas être généré par une lumière polarisée perpendiculairement à l'axe  $c$  du  $\text{BaTiO}_3$  qui appartient au groupe de symétrie 4mm.

<sup>2</sup>Nous avons pris une périodicité moyenne du pattern qui se forme en champ proche égale à environ 40 micromètres. Cette valeur correspond, à l'intérieur du cristal, à un angle  $\Theta$  de  $0.33^\circ$  entre les faisceaux primaires et les faisceaux satellites. De plus, dans nos expériences, le cristal est incliné d'un angle d'environ  $25^\circ$  par rapport au faisceau entrant  $F$ , correspondant à un angle  $\alpha_p \simeq 100,7^\circ$  dans le cristal (Fig. 2.2b,c).

celui des réseaux de transmission ( $\simeq 4\text{cm}^{-1}$ ). Nous voyons également que le gain peut être accru dans le cas des réseaux de réflexion en changeant l'orientation du cristal (Fig. 2.2b). En effet, en tournant le cristal, les valeurs des angles  $\alpha_p$  et  $\alpha_s$  définis par rapport à l'axe cristallin  $a$  augmentent. On se déplace alors le long de la diagonale principale (flèches vertes) des figures 2.2b-c), entraînant un accroissement du gain dans le cas des réseaux de réflexion (Fig. 2.2b), ce qui n'est pas le cas dans le tracé des réseaux de transmission (Fig. 2.2c)<sup>3</sup>. De plus, des faisceaux satellites  $\pm 1$  évoluant de part et d'autre des faisceaux primaires (points bleus et rouges, Fig. 2.2b,c), vont subir approximativement la même amplification dans le cas des réseaux de réflexion ( $\simeq 12\text{cm}^{-1}$ ). Au contraire, le gain change de signe entre le point bleu et le point rouge dans le cas des réseaux de transmission. Ceci implique qu'un faisceau satellite démarrant à gauche du faisceau primaire ( $F_{+1}$  par rapport à  $F$ ) sera amplifié ( $\simeq +4\text{cm}^{-1}$ ) alors que son homologue démarrant à droite sera amorti ( $\simeq -4\text{cm}^{-1}$ ), conduisant ainsi à des patterns qui ne seraient pas symétriques. Ce n'est évidemment pas le cas des patterns qui ont été observés dans nos expériences présentées à la fin de ce chapitre.

Pour toutes les raisons évoquées ci-dessus, nous considérerons donc principalement la formation de réseaux de réflexion dans l'étude du mélange d'ondes dans notre système.

### 2.1.2 Mise en équations

Le point de départ pour établir le modèle photoréfractif contra-propageant est l'équation décrivant la propagation d'une onde électro-magnétique dans un milieu d'indice de réfraction  $n$  :

$$\nabla^2 E + \frac{\omega^2}{c^2} n^2 E = 0 \quad (2.1)$$

avec  $\omega$  représentant la pulsation de l'onde, et  $c$  la célérité de la lumière dans le vide. Dans le cas étudié ici (Fig. 2.1), le champ électro-magnétique total est

---

<sup>3</sup>Dans le cas des réseaux de transmission, c'est une augmentation de la séparation angulaire entre les faisceaux satellites et le faisceau de pompe qui entraîne une augmentation du gain photoréfractif (Fig. 2.2c). Néanmoins, comme nous le verrons sur la figure 2.3, une plus grande séparation conduit à un seuil de couplage plus élevé pour l'apparition du pattern.

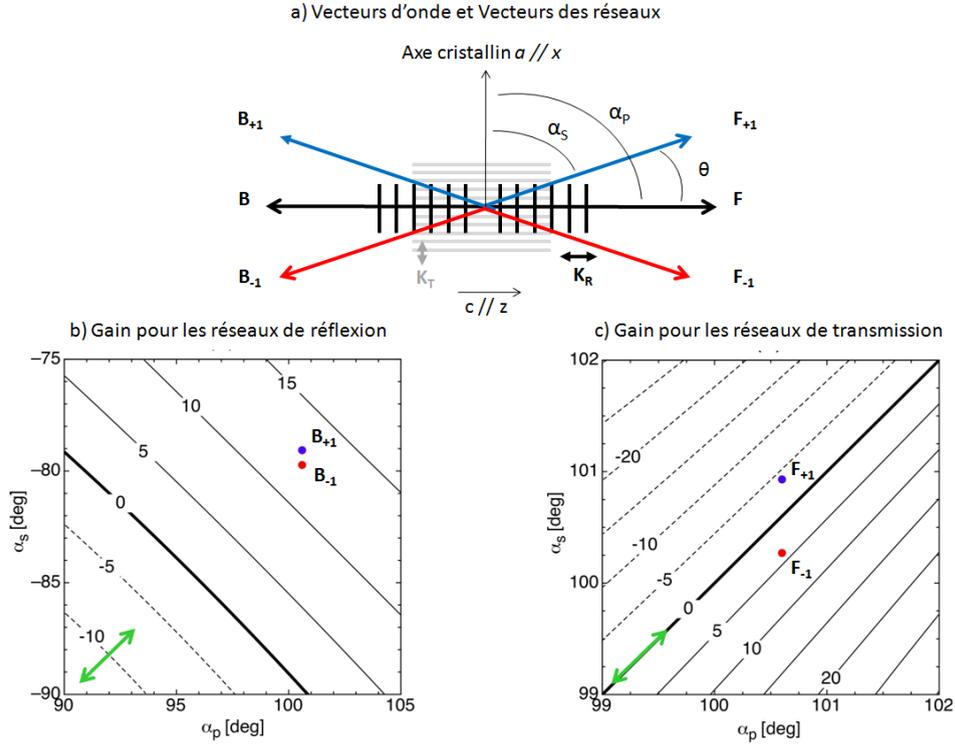


FIG. 2.2: a) Schéma géométrique de l'interaction des vecteurs d'onde dans la configuration simple feedback, conduisant à la création des différents réseaux de transmission ( $K_T$ ) et de réflexion ( $K_R$ ). b-c) Tracé indiquant les valeurs du gain photoréfractif (en  $\text{cm}^{-1}$ ) pour différents réseaux, en fonction de l'angle entre les satellites et le faisceau primaire  $F$ . b) Réseaux de réflexion : les points indiquent les valeurs du gain photoréfractif (couplage entre le faisceau primaire  $F$  et les satellites  $B_{+1}$  (point bleu) et  $B_{-1}$  (point rouge)). c) Réseaux de transmission : couplage entre le faisceau primaire  $F$  et les satellites  $F_{+1}$  (point bleu) et  $F_{-1}$  (point rouge).  $\alpha_p$  et  $\alpha_s$  sont les angles du faisceau primaire  $F$  (servant de pompe) et des faisceaux satellites par rapport à l'axe cristallographique  $a$  parallèle à la face d'entrée du cristal. Le tracé est effectué à partir de la référence [121], en prenant comme densité effective de pièges  $N_{eff} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

la somme de l'onde monochromatique aller  $F$  et de l'onde retour  $B$ .

$$E = F + B = F(x, y, z)e^{ikz} + B(x, y, z)e^{-ikz} \quad (2.2)$$

L'intensité totale est donc :

$$I = E \cdot E^* = |F|^2 + |B|^2 + F^* B e^{-2ikz} + F B^* e^{2ikz} \quad (2.3)$$

Par effet Pockels (eq. 1.13), ceci conduit à la variation d'indice suivante :

$$n = n_0 + \left[ \frac{\Delta n}{2} e^{i\phi} \frac{F^* B}{|F|^2 + |B|^2} e^{-2ikz} + \frac{\Delta n}{2} e^{-i\phi} \frac{F B^*}{|F|^2 + |B|^2} e^{2ikz} \right] \quad (2.4)$$

où  $\Delta n$  est une constante représentant une mesure de l'amplitude de l'effet photoréfractif.  $\Delta n$  inclut, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1 (eq. 1.13) (section "effet électro-optique"), l'amplitude complexe du champ de charge d'espace  $E_{sc}$  (qui lui même dépend des possibles contributions de la diffusion, de l'entraînement et de l'effet photovoltaïque), le coefficient électro-optique linéaire effectif  $r_{eff}$  (qui dépend de la géométrie d'incidence et de l'état de polarisation des ondes  $F$  et  $B$ ). Par conséquent, cette constante représente, avec le terme de phase  $e^{i\phi}$  lié à la différence de phase relative  $\phi$  entre le réseau d'interférence et le réseau du champ de charge d'espace créé (Fig. 1.7), les constantes spécifiques du matériau.

Si on injecte l'équation (2.2) dans (2.1), en utilisant l'approximation des enveloppes lentement variables :

$$\left| \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} \right| \ll k \left| \frac{\partial F}{\partial z} \right| \quad (2.5)$$

Nous obtenons :

$$\Delta_{\perp} F e^{ikz} + \Delta_{\perp} B e^{-ikz} + 2ik \frac{\partial F}{\partial z} e^{ikz} - 2ik \frac{\partial B}{\partial z} e^{-ikz} - k^2 F e^{ikz} \quad (2.6)$$

$$-k^2 B e^{-ikz} + \frac{\omega^2}{c^2} n^2 (F e^{ikz} + B e^{-ikz}) = 0$$

On peut résoudre cette équation séparément pour  $F$  et  $B$  en introduisant l'équation (2.4) dans (2.6). On obtient alors, en négligeant les termes quadratiques en  $\Delta n$ , l'équation de propagation suivante pour l'onde aller  $F$  pour  $k =$

$k_0 n_0$  :

$$\frac{\partial F}{\partial z} - \frac{i}{2k_0 n_0} \Delta_{\perp} F = i \frac{\pi \Delta n}{\lambda} e^{i\phi} \frac{F B^*}{|F|^2 + |B|^2} B \quad (2.7)$$

et pour l'onde retour  $B$  :

$$\frac{\partial B}{\partial z} + \frac{i}{2k_0 n_0} \Delta_{\perp} B = -i \frac{\pi \Delta n}{\lambda} e^{-i\phi} \frac{F^* B}{|F|^2 + |B|^2} F \quad (2.8)$$

$\Delta_{\perp}$  est l'opérateur Laplacien transverse représentant les effets transverses de couplage. La différence de signes entre les termes contenant l'opérateur Laplacien provient de la différence entre les directions de l'onde aller et l'onde retour. L'amplitude relative, c'est-à-dire la profondeur de modulation, du réseau d'indice est supposée petite. La non linéarité est donnée par le second membre des équations (2.7), (2.8) ce qui motive l'introduction d'une constante de couplage notée  $\gamma$  :

$$\gamma = i \frac{\pi \Delta n}{\lambda} e^{i\phi} \quad (2.9)$$

qui est une mesure de l'amplitude de la non linéarité photoréfractive<sup>4</sup>. Par définition, cette quantité est complexe. Pour des cristaux dominés par l'effet de diffusion dans les processus d'établissement du champ de charge d'espace (cas du BaTiO<sub>3</sub>),  $\gamma$  devient réel en raison de la différence de phase entre le réseau d'interférences et le réseau d'indices qui, dans ce cas, est  $\phi = \pi/2$  (Fig. 1.7). Avec cette définition de la constante de couplage, les deux équations d'onde couplées représentant le mélange d'onde contra-propageant en milieu photoréfractif deviennent à l'état stationnaire :

$$\frac{\partial F}{\partial z} - \frac{i}{2k_0 n_0} \Delta_{\perp} F = \gamma \frac{F B^*}{|F|^2 + |B|^2} B \quad (2.10)$$

---

<sup>4</sup>Pour une photo-excitation isotrope et une faible biréfringence, l'expression du gain est donnée par  $\gamma = \frac{\pi}{\lambda} \frac{\tilde{n}^3}{\cos \theta_s} r_{eff} E_{sc}$  [92]. Dans notre configuration où les faisceaux inter-agissent avec des angles proches de 180°,  $\tilde{n}$  est l'indice vu par les faisceaux et  $\theta_s$  est l'angle entre le vecteur de Poynting du faisceau signal par rapport à la normale aux faces du cristal. Des termes correctifs existent pour d'autres configurations [92].

$$\frac{\partial B}{\partial z} + \frac{i}{2k_0 n_0} \Delta_{\perp} B = \gamma^* \frac{F^* B}{|F|^2 + |B|^2} F \quad (2.11)$$

### Réseau de réflexion photoréfractif

Pour être complet, ce modèle doit prendre en compte une équation temporelle supplémentaire qui caractérise l'établissement du réseau d'indice en réflexion, créé au démarrage par l'interaction des deux faisceaux primaires  $F$  et  $B$  à l'intérieur du milieu photoréfractif :

$$\tau(I) \partial_t Q + Q = \gamma \frac{F B^*}{|F|^2 + |B|^2} \quad (2.12)$$

où  $Q$  est l'amplitude complexe du réseau de réflexion,  $\tau(I)$  représente le temps de relaxation du réseau d'indice photoréfractif dépendant de l'intensité  $I$  injectée. L'équation (2.12) est exacte seulement pour de faibles taux de modulations de la figure d'interférences créée par  $F$  et  $B$ . Pour une analyse plus approfondie de la formation de structures auto-organisées, l'hypothèse sera faite que la dynamique des enveloppes des ondes  $F$  et  $B$  est fonction de l'amplitude du réseau de réflexion [122] en raison de son évolution lente, et que la distribution spatiale de  $Q$  est déterminée par la distribution spatiale des enveloppes des faisceaux.

Dans les parties suivantes, nous supposons que l'état stationnaire du réseau d'indice créé par les ondes contra-propageantes est atteint. Les équations (2.10), (2.11) peuvent se réécrire suivant le système ci-dessous :

$$\frac{\partial F}{\partial z} - \frac{i}{2k_0 n_0} \Delta_{\perp} F = Q B \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial B}{\partial z} + \frac{i}{2k_0 n_0} \Delta_{\perp} B = Q^* F \quad (2.14)$$

$$Q = \gamma \frac{F B^*}{|F|^2 + |B|^2} \quad (2.15)$$

### 2.1.3 Analyse de stabilité linéaire

Une analyse de stabilité linéaire fournit une compréhension succincte du comportement du système et permet de connaître les régions des paramètres où l'instabilité transverse peut naître. Le principe est le suivant : la solution d'un système d'équation est faiblement modifiée par une perturbation. Cela donne une équation dynamique en la perturbation, par laquelle on peut tester si la perturbation croît et conduit, ou non, à l'instabilité de la solution homogène. Seules les solutions au seuil d'instabilité nous intéressent.

#### Méthode de résolution

Dans cette analyse<sup>5</sup>, la solution stationnaire homogène est perturbée par une solution périodique dont voici l'expression :

$$F(x, z) = F_0(z)(1 + F_{+1}(z)e^{ik_{\perp}x} + F_{-1}(z)e^{-ik_{\perp}x}) \quad (2.16)$$

$$B(x, z) = B_0(z)(1 + B_{+1}(z)e^{ik_{\perp}x} + B_{-1}(z)e^{-ik_{\perp}x}) \quad (2.17)$$

Nous supposons donc que deux faisceaux satellites, résultant du phénomène d'instabilité de modulation, apparaissent et qu'ils sont situés symétriquement de part et d'autres des faisceaux  $F$  et  $B$  (Fig. 2.1).  $F_{\pm 1}$  et  $B_{\pm 1}$  sont les amplitudes relatives des faisceaux satellites.  $F_0(z)$  et  $B_0(z)$  représentent les solutions de type ondes planes, c'est-à-dire les solutions des équations (2.13), (2.14). Nous supposons que la réflectivité du miroir est égale à 1, que l'absorption dans le milieu est négligeable, et que les vecteurs d'onde transverses liés aux perturbations remplissent la condition :

$$|k_{\perp}| \ll 2k_0 n_0 \quad (2.18)$$

Ceci implique que les angles  $\theta$  (Fig. 2.1) associés aux satellites sont très faibles. Les amplitudes des faisceaux satellites, qui sont considérés comme les perturbations dans l'analyse de stabilité linéaire, sont également supposées petites par rapport aux amplitudes des faisceaux  $F$  et  $B$ . Enfin, les faisceaux aller

---

<sup>5</sup>Cette étude peut être retrouvée dans la référence [41].

et retour sont supposés parfaitement contra-propageants. Une non colinéarité entre les faisceaux entraînant un décalage fréquentiel peut donner des dynamiques supplémentaires qui seront traitées dans le chapitre 4 de ce mémoire. Ensuite, la procédure classique consiste à introduire les équations (2.16), (2.17) dans le système (2.13)-(2.15). Lorsque les hypothèses explicitées ci-dessus sont appliquées, nous obtenons les quatres équations suivantes pour chacune des faibles perturbations :

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + ik_d\right) F_{+1} = \gamma A(-F_{+1} - F_{-1}^* + B_{+1} + B_{-1}^*) \quad (2.19)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - ik_d\right) F_{-1}^* = \gamma^* A(-F_{+1} - F_{-1}^* + B_{+1} + B_{-1}^*) \quad (2.20)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - ik_d\right) B_{+1} = \gamma^* A(F_{+1} + F_{-1}^* - B_{+1} - B_{-1}^*) \quad (2.21)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + ik_d\right) B_{-1}^* = \gamma A(F_{+1} + F_{-1}^* - B_{+1} - B_{-1}^*) \quad (2.22)$$

où  $k_d = k_{\perp}^2 / 2k_0 n_0 = k_0 \theta^2 / 2n_0$ , c'est-à-dire que  $k_d$  inclut l'angle  $\theta$  que font les faisceaux satellites avec les faisceaux aller et retour (Fig. 2.1), et :

$$A(z) = \frac{|F_0(z)|^2 |B_0(z)|^2}{(|F_0(z)|^2 + |B_0(z)|^2)^2}$$

Tant que la réflectivité du miroir est proche de 1, ce qui sera le cas dans les expériences menées au cours de ce manuscrit, le couplage transverse  $A(z)$  dépendra faiblement du ratio d'intensité  $|B_0/F_0|^2$ . Ainsi nous pourrons simplifier ce paramètre en le prenant égal à 1/4.

Le système précédent (2.19)-(2.22) peut être écrit sous forme matricielle :

$$\frac{\partial}{\partial z} \vec{u} = D \cdot \vec{u} \quad (2.23)$$

avec :

$$\vec{u} = \begin{pmatrix} F_{+1} \\ F_{-1}^* \\ B_{+1} \\ B_{-1}^* \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

et  $D$ , la matrice 4 x 4 contenant les coefficients des membres de droite dans les équations (2.19)-(2.22) :

$$D = \begin{pmatrix} -\gamma/4 - ik_d & -\gamma/4 & \gamma/4 & \gamma/4 \\ -\gamma^*/4 & -\gamma^*/4 + ik_d & \gamma^*/4 & \gamma^*/4 \\ \gamma^*/4 & \gamma^*/4 & -\gamma^*/4 + ik_d & -\gamma^*/4 \\ \gamma/4 & \gamma/4 & -\gamma/4 & -\gamma/4 - ik_d \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

La solution de l'équation différentielle (linéaire) (2.23) est :

$$\vec{u}(z = l) = \exp(Dl) \cdot u(z = 0) \quad (2.26)$$

où  $\vec{u}(z=0)$  représente le vecteur de conditions initiales, et  $l$  la longueur du cristal. Le retard de phase de l'onde retour  $B$  dû à la diffraction dans la boucle de rétro-action est donné par  $\varphi = 2k_d n_0 L$ . Par conséquent, tenant compte de ce retard et de la configuration expérimentale utilisée (Fig. 2.1) nous pouvons poser les conditions suivantes :

$$F_{+1}(0) = F_{-1}^*(0) = 0 \quad (2.27)$$

$$B_{+1}(l) = F_{+1}(l) \exp(-2ik_d n_0 L) \quad (2.28)$$

$$B_{-1}^*(l) = F_{-1}^*(l) \exp(2ik_d n_0 L) \quad (2.29)$$

En combinant les équations de (2.23) à (2.29), on peut tout exprimer en fonction de :

$$\vec{b} = \begin{pmatrix} B_{+1}(0) \\ B_{-1}^*(0) \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

ce qui donne un système (2 x 2) de la forme :

$$d \cdot \vec{b} = 0 \quad (2.31)$$

où  $d$  est la matrice (2 x 2) du système issue de la matrice  $D$  (eq. 2.25). Sachant que l'on cherche des solutions de (2.31) non triviales (i.e.  $\vec{b} \neq 0$ ), on cherche à trouver les couples  $(k_d, \gamma)$  tels que  $\det(d) = 0$ . Cela donne l'équation de seuil suivante, identique à celle pouvant être trouvée dans les références [41, 123] :

$$\cos(\alpha l) \cos(k_d l) + \frac{k_d}{\xi} \sin(\xi l) \sin(k_d l) + \quad (2.32)$$

$$\frac{\text{Re}(\gamma)}{2\xi} \{ \sin(\xi l) \cos [k_d(l + 2n_o L)] \}$$

$$+ \frac{\text{Im}(\gamma)}{2\xi} \{ \sin(\xi l) \sin(k_d l) - \sin(\xi l) \sin [k_d(l + 2n_o L)] \} = 0$$

avec

$$\xi = \sqrt{k_d^2 + \gamma_R k_d - \frac{\gamma_I^2}{4}}$$

et

$$\gamma = \gamma_R + i\gamma_I$$

Nous avons vu que, dans notre cas, la constante de couplage était réelle (eq. 2.9), ce qui implique  $\text{Im}(\gamma) = 0$ . L'équation précédente se simplifie donc :

$$\cos(\xi l) \cos(k_d l) + \frac{k_d}{\xi} \sin(\xi l) \sin(k_d l) + \quad (2.33)$$

$$\frac{\text{Re}(\gamma)}{2\xi} \{ \sin(\xi l) \cos [k_d(l + 2n_o L)] \} = 0$$

Cette équation définit les conditions pour qu'un certain vecteur d'onde  $k_d$  devienne instable. Elle dépend de la constante de couplage et de la distance  $L$

séparant le cristal du miroir. Par conséquent, l'équation de seuil est de la forme  $f(\gamma, k_d, L) = 0$ . En résolvant l'équation (2.33) par exemple pour  $L=0$ , nous obtenons la courbe sur la figure 2.3a), représentée dans l'espace des paramètres  $\gamma$  et  $k_d$ . Nous voyons que cet espace est divisé en deux régions, l'une stable, l'autre instable, avec une courbe de seuil en rouge (Fig. 2.3a) : elle représente la courbe de stabilité marginale symbolisant le passage d'un taux de croissance positif à négatif. En effet, de part l'analyse de stabilité linéaire, en fonction des paramètres  $(\gamma, L)$ , les vecteurs d'ondes  $k_d$  pouvant être sélectionnés par le système sont :

- soit amortis de manière exponentielle, donnant lieu à une solution stable, donc à un taux de croissance négatif,
- soit se développent, donnant lieu à une solution instable, possédant un taux de croissance positif.

Le seuil d'instabilité (courbe marginale en rouge sur la figure 2.3a)) est déterminé par la valeur du paramètre de contrôle pour laquelle le taux de croissance passe par la valeur 0. Nous voyons que la courbe marginale possède plusieurs minima. Expérimentalement, seul le premier minimum de la courbe pourra être atteint, correspondant à un vecteur d'onde ( $k_d$ ) nécessitant un seuil de couplage  $\gamma l^6$  le plus faible : ici  $\Gamma_{th} = 3,8$ .<sup>7</sup>

Faisant référence à la figure 2.1, le vecteur d'onde  $k_d$  choisi par le système correspond donc au vecteur  $k_{\perp}$  et contribue à la génération de faisceaux satellites avec un angle  $\theta$ . Ces faisceaux satellites seront positionnés autour d'un cercle dans le plan de Fourier (Fig. 2.3b,c).

---

<sup>6</sup>La force de couplage ( $\gamma$ ) étant proportionnelle à la longueur du milieu non linéaire ( $l$ ), nous désignerons dans la suite du manuscrit par  $\Gamma = \gamma l$  la force de couplage photoréfractive.

<sup>7</sup>Ce seuil minimum de couplage nécessaire pour l'obtention d'un pattern dans notre système souligne le fait que ce sont des réseaux de réflexion qui dominent la dynamique. En effet, le gain maximal pour les réseaux de transmission serait pour la longueur de notre cristal étant de 5.6 mm :  $\Gamma = \gamma l = 4 * 0.56 = 2.24$  (Fig. 2.2c), et n'atteindrait pas le seuil fixé à  $\Gamma_{th} = 3,8$  par l'analyse de stabilité linéaire. En revanche pour les réseaux de réflexion, la valeur du couplage photoréfractif est suffisante :  $\gamma l = 6.72$  (Fig. 2.2b).

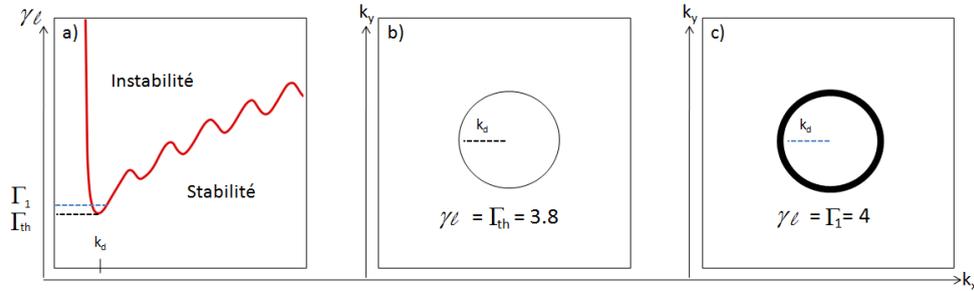


FIG. 2.3: a) Courbe de seuil calculée pour  $L=0$ ,  $l=5,6\text{mm}$  (correspondant à la longueur réelle de notre cristal). Le minimum absolu donne l'information sur le seuil de couplage nécessaire ( $\Gamma_{th}$ ) pour exciter le vecteur d'onde  $k_d$  correspondant. b-c : Représentation dans l'espace des  $k$  (champ lointain) du cercle des vecteurs d'onde pouvant être sélectionnés pour 2 valeurs de couplage différentes sur la figure a), avec  $\Gamma_1 > \Gamma_{th}$ .

#### 2.1.4 Analyse numérique du système non linéaire

L'analyse de stabilité linéaire décrite dans la section précédente prédit le seuil de couplage photoréfractif ( $\Gamma_{th}$ ) nécessaire pour l'apparition d'une fréquence spatiale ( $k_d$ ), censée se déstabiliser pour former un pattern final situé dans un anneau de module égal à  $k_d$  (Fig. 2.3b). Dans le processus non linéaire de formation du pattern, un nombre fini de vecteurs d'onde appartenant au cercle d'instabilités sera sélectionné par le système. Ainsi, les vecteurs d'onde appartenant au cercle ont tous la même magnitude  $|k_d|$ , mais une orientation différente. La détermination de l'orientation des vecteurs d'onde formant le pattern final dans le plan  $(k_x, k_y)$  dépasse donc l'interprétation d'une analyse de stabilité linéaire et impose la nécessité d'une approche non linéaire.

#### 2.1.5 Description de la méthode

Pendant presque une décennie, l'extrême difficulté dans l'intégration numérique de l'ensemble des systèmes non linéaires à mélange d'ondes a causé un manque de résultats numériques en ce qui concerne les phénomènes de formation de patterns. Cependant, elle est entièrement nécessaire pour une comparaison directe avec des observations expérimentales.

Les simulations numériques réalisées dans ce mémoire sont de type BPM

(Beam Propagation Method) [124]. Elles sont similaires à celles utilisées dans la référence [125] sur un système photoréfractif identique au nôtre. La convergence numérique de la méthode est détaillée en annexe C. Le point de départ de la simulation est le système trouvé précédemment, décrit par les eqs. (2.13)-(2.15), renormalisées pour le traitement numérique :

$$\frac{\partial F}{\partial z} - iD\Delta_{\perp}F = QB \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial B}{\partial z} + iD\Delta_{\perp}B = Q^*F \quad (2.35)$$

$$\tau(I)\partial_t Q + Q = \gamma \frac{FB^*}{|F|^2 + |B|^2 + I_d} \quad (2.36)$$

$$D = \frac{\lambda z_s}{4\pi n_0 x_s^2}, z_s = l, x_s^2 = \omega_0^2 \quad (2.37)$$

où  $D$  représente le paramètre de diffraction normalisé par rapport aux deux dimensions  $z_s$  et  $x_s$ . Leurs valeurs peuvent être choisies arbitrairement : nous avons choisi  $z_s=l$  la longueur du cristal, et  $x_s=w_0$ , le waist du faisceau injecté dans nos expériences. Absorption et pertes ont été négligées et un terme supplémentaire est présent dans le modèle. Il correspond au terme "d'intensité d'obscurité" (dark intensity) noté  $I_d$  dans le système d'équations ci-dessus. Cette contribution est liée aux charges générées thermiquement dans le cristal. Sa présence au dénominateur dans l'équation (2.36) est responsable d'une diminution du couplage photoréfractif décrit par  $Q$ . Étant donné que dans les simulations qui vont suivre,  $\gamma$  devient un paramètre, l'ajustement de ce dernier reviendra indirectement à changer  $I_d$ . Nous avons, par conséquent, posé  $I_d=0$ . Puisque le temps de réponse photoréfractif est une constante dépendante des propriétés du matériau utilisé, il définit donc un facteur naturel que nous avons pris en compte pour la renormalisation du temps dans les simulations.

Afin d'accomplir les simulations numériques, nous avons choisi comme enveloppe du faisceau incident  $F$ , une forme Gaussienne, et quand au faisceau retour  $B$ , sa forme est déterminée par la réflexion sur le miroir :

$$F(x, y, 0, t) = \exp \frac{-(x^2 + y^2)}{\omega_0^2} \quad (2.38)$$

$$B(x, y, l, t) = -\sqrt{R}(\text{TF})^{-1}\{\exp(i\phi)\text{TF}[F(x, y, l, t)]\} \quad (2.39)$$

"TF" symbolisant le passage à la transformée de Fourier (Annexe C).

Les suppositions faites dans ces équations sont les mêmes que dans la partie précédente, à savoir que la dynamique de l'enveloppe du faisceau est dépendante du réseau de réflexion  $Q$  qui se crée (en raison de sa réponse pour le moins lente dans le photoréfractif) et que la distribution spatiale de  $Q$  dépend des distributions spatiales des enveloppes des faisceaux. Des grilles de calcul de 128x128 points dans le plan transverse  $(x, y)$  à la propagation des faisceaux, et de 300 points le long de la direction de propagation  $(z)$  ont été choisies.

### 2.1.6 Résultats

Naissant du bruit, l'observation des patterns dans les simulations fut permise en rajoutant une perturbation sous la forme d'une fonction de Dirac appliquée au centre du cristal, au sein même du réseau de réflexion. Ceci fournit donc, par diffraction, une perturbation uniforme dans l'espace des  $k$ , c'est-à-dire en champ lointain. Démarrant les simulations avec des constantes de couplage  $\gamma l$  faibles (entre 0 et 3.8), nous observons uniquement une tache centrale en champ lointain et un champ proche semblable à la figure 2.4a). En revanche, pour  $\gamma l=3.8$  (Fig. 2.4), comme prédit lors de l'analyse de stabilité linéaire (Fig. 2.3), nous voyons le début de l'instabilité de modulation se produire, exhibant le cercle d'instabilités en champ lointain (Fig. 2.4b), lieu où la sélection des vecteurs d'ondes doit s'opérer. La sélection apparaît sur la figure 2.4c) où le système a choisi une configuration hexagonale parmi tous les modes disponibles situés sur le cercle. Les figures qui suivent (Fig. 2.4d-e) ne représentent que l'amplification de la solution choisie (Fig. 2.4c), jusqu'à un état stationnaire où des spots hexagonaux d'ordre supérieur se sont formés (Fig. 2.4e). Ils correspondent simplement à une combinaison linéaire des précédents vecteurs d'onde formant l'hexagone (Fig. 2.4c), et constituent ainsi des harmoniques dont le module est égal à  $2k_d$ , ou  $\sqrt{3}k_d$ .

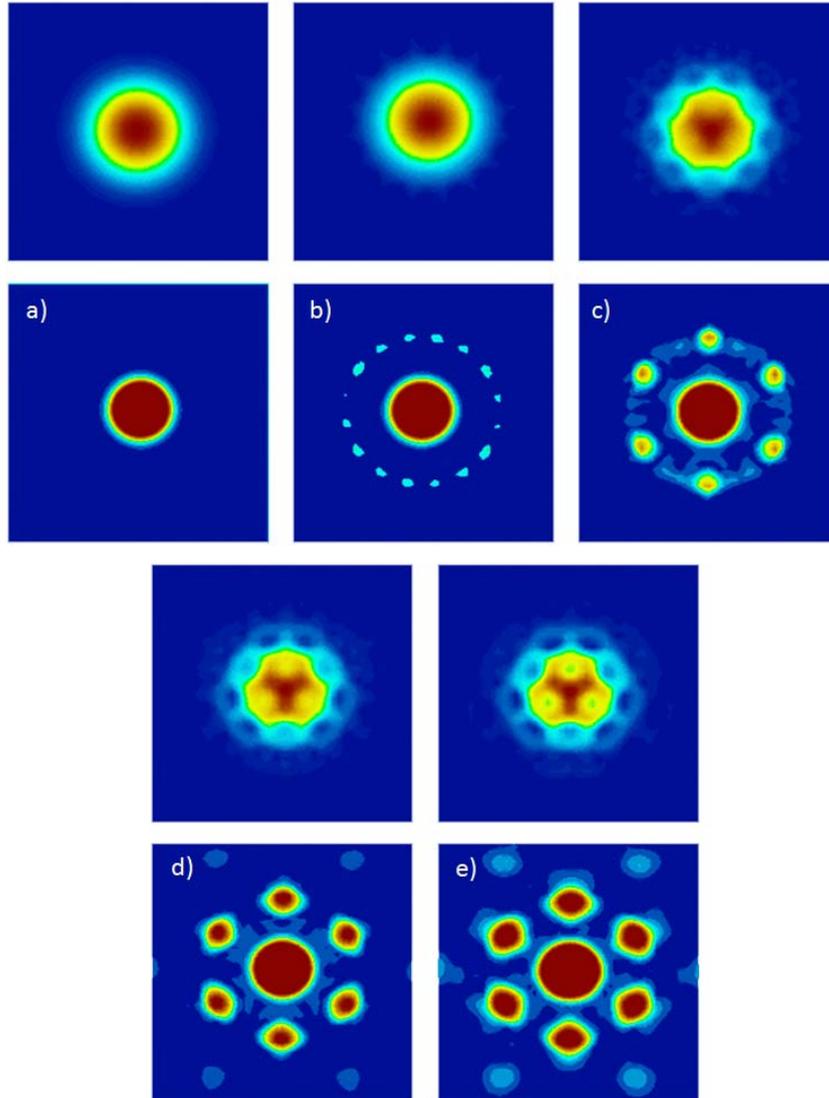


FIG. 2.4: Evolution temporelle du profil transverse du faisceau contra-propageant  $B$ , affichant les étapes successives du développement d'un pattern hexagonal pour les paramètres suivants :  $\gamma l=3.8$ ,  $L=0$ ,  $R=1$ . Le faisceau injecté est de type Gaussien, et on peut voir son évolution en champ proche ligne du haut, et champ lointain ligne du bas. Du bleu au rouge, les couleurs indiquent respectivement le passage d'une intensité faible à forte.

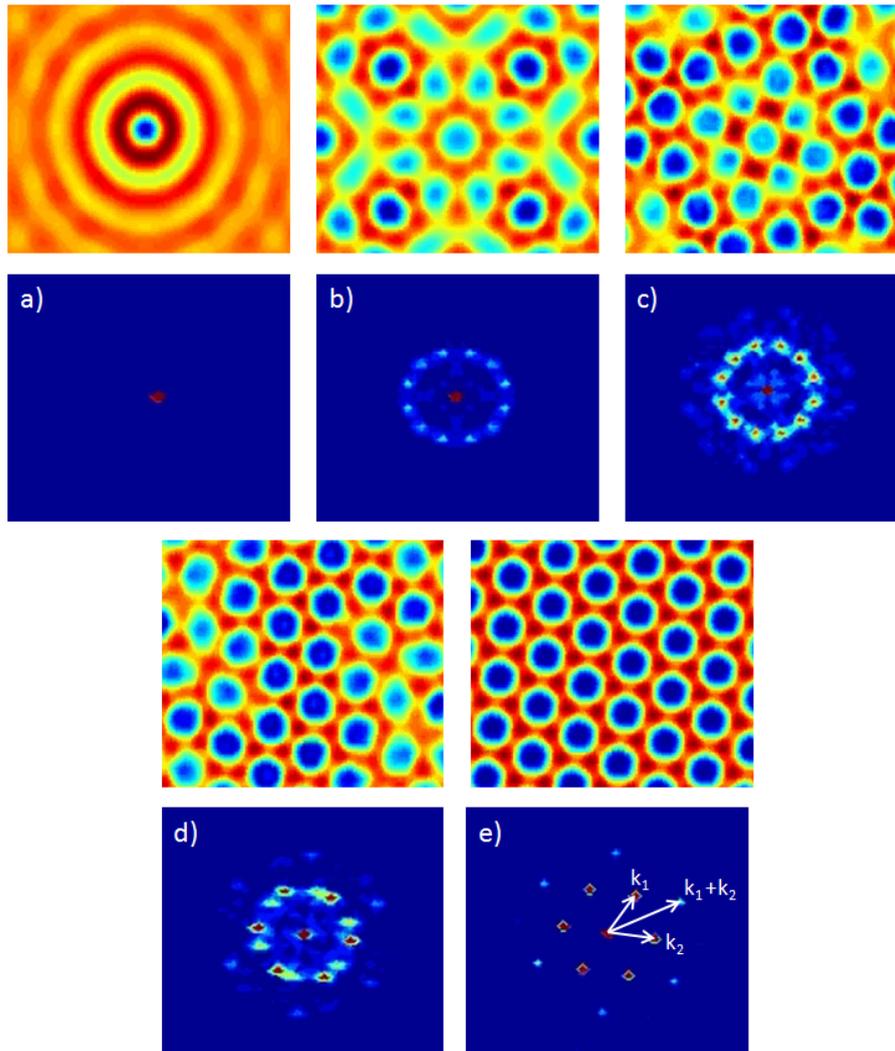


FIG. 2.5: Similaire à la figure 2.4, mais pour un faisceau de type onde plane. Une harmonique d'ordre supérieur est représentée par la combinaison des flèches sur l'image e) en champ lointain.

Plutôt que d'envoyer un faisceau Gaussien dans les simulations, nous avons également injecté un faisceau de type onde plane dans le système. Comme on peut le voir sur les figures 2.5a-e), ceci ne change rien à la géométrie du pattern qui se forme dans notre cas<sup>8</sup> mais permet de réduire le temps de calcul de la simulation. Les simulations qui seront faites dans les chapitres suivants seront essentiellement réalisées avec des ondes planes.

Nous allons comparer et montrer que ces résultats numériques sont qualitativement en accord avec les observations expérimentales présentées dans la section suivante.

## 2.2 Le dispositif expérimental à simple rétro-action optique

### 2.2.1 Description du montage

La figure 2.6 illustre de manière schématique le montage expérimental réalisé pour l'observation de patterns. On peut y voir le cristal photoréfractif (*CP*) ainsi que la géométrie en réseau de réflexion vue précédemment. Les faisceaux contra-propageants, dont le trajet est représenté par la ligne verte sur le schéma, sont issus de la même source laser, un laser Nd :YAG doublé en fréquence, émettant à une longueur d'onde  $\lambda=532\text{nm}$  et pouvant fournir une puissance de 0 à 2W. Néanmoins, les puissances nécessaires pour créer les patterns ne sont que de quelques mW en raison de l'effet photoréfractif qui va dépendre du ratio d'intensité entre l'onde aller et l'onde retour. La taille du faisceau à la sortie du laser est de l'ordre de 2mm. Son diamètre est réduit à environ  $300\ \mu\text{m}$  par une lentille placée avant le cristal photoréfractif<sup>9</sup>. Le faisceau contra-propageant est généré par un miroir diélectrique situé à l'arrière du cristal. Il est monté sur un moteur pas à pas permettant de régler de manière très précise sa position longitudinale et donc la distance miroir-cristal  $L$  (Fig.

---

<sup>8</sup>Nous pouvons remarquer que le pattern a changé d'orientation sur cette figure par rapport à la précédente. L'orientation du pattern dépend du bruit dans le système et par conséquent, son orientation finale peut être différente d'une simulation à une autre.

<sup>9</sup>Sa taille est petite afin de réduire l'amplification de la lumière diffusée dans le cristal : beam fanning.



2.1). Afin d'avoir le maximum de liberté possible concernant le miroir, nous avons placé ce dernier après une lentille afin d'obtenir un montage 2f-2f.

### Imagerie 2f-2f

La réalisation expérimentale de distances aller-retour positives ou négatives est importante pour illustrer le processus de génération de patterns [126]. Ceci est permis grâce au dispositif composé d'une lentille convergente placée entre le miroir et le cristal à une distance respective 2f de chacun d'eux. Ce dispositif permet ainsi de créer un miroir virtuel ("MV", Fig. 2.6). Il suffit donc de placer ce dernier à une distance supérieure à 2f pour que le miroir virtuel se retrouve devant l'échantillon et ainsi obtenir un chemin optique échantillon-miroir positif, ou bien alors à une distance inférieure à 2f pour avoir une diffraction négative, avec un miroir virtuel qui serait situé à l'intérieur du cristal. Dans le même but, un dispositif composé de deux lentilles et appelé 4f, permet également de créer un plan de Fourier spatial au milieu des deux lentilles (Fig. 1.10). Ceci s'avère très utile lorsque l'on veut effectuer des filtrages spatiaux dans l'espace réciproque [127]. Néanmoins, ce cas de figure ne sera pas traité ici.

### Le cristal photoréfractif

De nombreuses classes de matériaux électro-optiques affichent des propriétés photoréfractives telles que les ferroélectriques comme le  $\text{LiNbO}_3$  [128], SBN [129],  $\text{BaTiO}_3$  [130], et  $\text{KNbO}_3$  [131], les semi-conducteurs comme le GaAs [132], InP [133, 134], et les polymères [135]. Ces matériaux ont en commun une forte réponse non linéaire même à des intensités de l'ordre du mW. Ils sont typiquement sensibles à une large gamme de longueurs d'ondes et leurs propriétés peuvent être contrôlées par addition de dopants lors de la phase de fabrication. Ils possèdent une réponse temporelle relativement lente allant de la microseconde pour les semi-conducteurs, à la seconde pour les ferroélectriques.

Le matériau que nous utilisons pour ces travaux expérimentaux est le Titanate de Baryum ( $\text{BaTiO}_3$ ). Le cristal est nominalemeent non dopé mesurant une longueur de 5,6 mm. Il est posé sur un support tournant. Ainsi, en plaçant

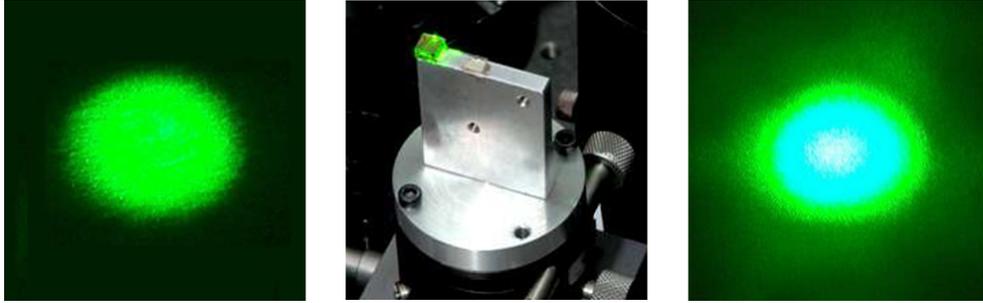


FIG. 2.7: Images illustrant le gain du faisceau retour  $B$  : pas d'amplification à gauche pour un cristal (image au centre) positionné à un angle de  $5^\circ$ , amplifié à droite pour un cristal positionné à un angle de  $25^\circ$ .

la normale de la face d'entrée du cristal à un angle d'environ  $25^\circ$  par rapport au faisceau pompe ( $F$ ) et en polarisant le faisceau laser horizontalement (dans le plan de la feuille, donc parallèle au plan  $bc$  du cristal), nous tirons profit du gain maximal conditionné en partie par le coefficient électro-optique le plus élevé  $r_{42}$  du  $\text{BaTiO}_3$ . Ceci vient directement modifier la force de couplage photoréfractif  $\gamma$  et donc le couplage entre les faisceaux  $F$  et  $B$  [121]. De plus, cet angle permet de réduire les réflexions de Fresnel sur les faces du cristal.

Pour des cristaux comme SBN,  $\text{KNbO}_3$  ou  $\text{BaTiO}_3$ , les coefficients électro-optiques sont situés dans une gamme allant de 10 à 1700 pm/V. Possédant un indice de réfraction  $n_0=2.3$  pour la longueur d'onde utilisée, la variation de l'indice de réfraction par effet photoréfractif dans le Titanate de Baryum sera de l'ordre :  $\Delta n=10^{-5} - 10^{-4}$ . Le coefficient électro-optique effectif (cf. eq.(1.12)) correspondant à notre géométrie d'interaction est  $r_{eff}\simeq 100$  pm/V, en tenant compte du couplage mécanique dû aux contraintes périodiques (cf. chapitre 1, "effet électro-optique").

L'axe cristallographique  $c$  du cristal est orienté (Fig. 2.6) de manière à obtenir du gain pour le faisceau réfléchi et non pour le faisceau aller. La figure 2.7 montre le faisceau retour amplifié. Sur la gauche, le cristal est positionné avec un angle de  $5^\circ$  par rapport au faisceau aller et sur la droite avec un angle d'environ  $25^\circ$ . On voit que pour le cas de droite, le faisceau est nettement plus intense car amplifié, l'axe  $c$  étant positionné comme sur la figure 2.6 (opposé au faisceau entrant). Si l'axe  $c$  était positionné dans le sens contraire,

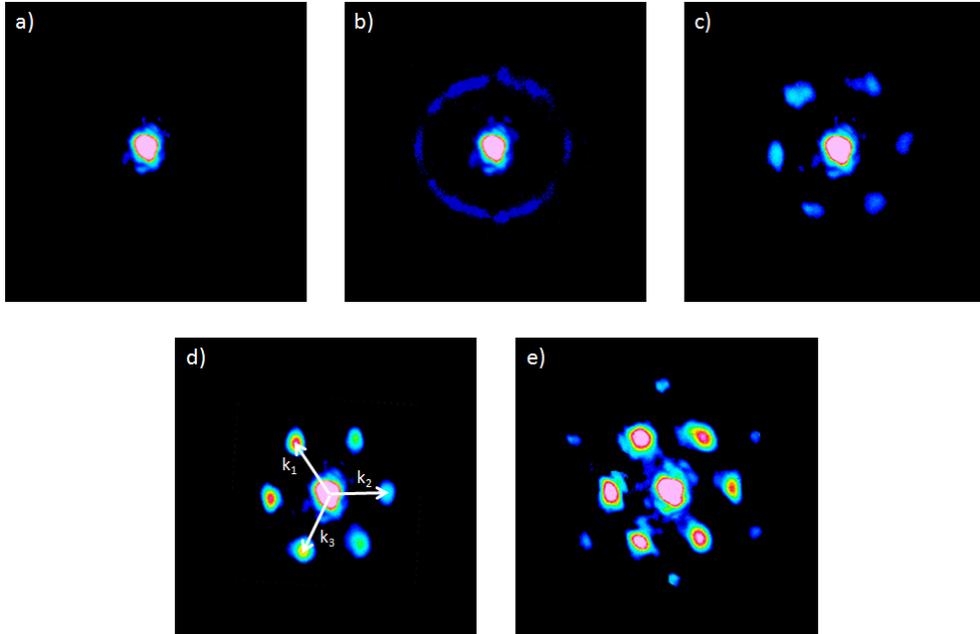


FIG. 2.8: De a) à e), images en champ lointain illustrant la progressive formation au cours du temps (environ 7 secondes) d'un hexagone pour une puissance d'entrée du faisceau laser égale à 45 mW et un miroir (MV) positionné à  $L=0.5\text{mm}$  du cristal. Les couleurs du bleu au rouge indiquent respectivement le passage d'une intensité faible à forte.

on observerait le cas de la figure à gauche, c'est-à-dire un faisceau non amplifié.

## 2.2.2 Résultats expérimentaux

Cette section présente la formation de patterns pour une certaine combinaison des paramètres dans notre système expérimental. Les instabilités se produisant sur les plans transverses de propagation des faisceaux, il suffit donc de placer un diviseur de faisceaux juste après un aller-retour du laser dans le système pour pouvoir observer sur une caméra les patterns qui se forment (BS + CCD, bas de la Fig. 2.6). Les différentes images que nous allons voir dans cette partie ne sont que des résultats bruts, qui seront surtout exploités dans les chapitres suivants. Le but est de pouvoir constituer un ensemble de patterns observables dans notre système, dans l'idée de contrôler ces structures par différentes méthodes.

## La formation d'un hexagone

Comme nous l'avons expliqué, l'instabilité spatiale apparaît en raison de la modulation de l'indice de réfraction créée par l'interférence et le couplage entre les ondes aller et retour. Ceci conduit à un réseau de phase et donc d'indice à deux dimensions vu par les ondes transmises et réfléchies. Due à la diffraction miroir-cristal, cette modulation de phase est convertie en modulation d'amplitude via l'effet Talbot présenté au chapitre 1. Cette dernière vient augmenter les modulations initiales de l'indice et donne lieu à une sélection particulière de vecteurs d'ondes transverses  $k_d$ , conduisant à la formation d'un motif auto-organisé. Nous avons constaté que dans bien des cas, les solutions patterns obtenues étaient pour le moins instables dans le temps. Différents types de dynamiques ont été également observés, incluant la compétition entre différents patterns ou encore un mouvement périodique de dérive des patterns dans leur plan transverse (en champ proche). Ces fluctuations peuvent être stoppées en jouant sur l'inclinaison du miroir, c'est-à-dire en essayant d'affiner au mieux l'alignement entre les faisceaux aller et retour. Une étude de ce phénomène sera donnée au chapitre 4. Voyons dans un premier temps la formation d'un pattern, dans sa configuration la plus stable possible et dans sa forme la plus simple : l'hexagone (Fig.2.8).

Sur la figure 2.8a), partant du simple faisceau amplifié (Fig. 2.7), nous observons (Fig. 2.8 b) le cercle d'instabilité marquant le début de la compétition entre les modes, mais surtout illustrant le module du vecteur d'onde transverse ( $k_d$ ) choisi par le système (Fig. 2.3). Puis, nous suivons sur les figures 2.8c-d) la progressive auto-organisation de lumière menant à l'hexagone final (Fig. 2.8e) où nous apercevons des spots périphériques marquant les combinaisons d'ordre supérieur entre les vecteurs d'onde primaires  $k_1$ ,  $k_2$  et  $k_3$ . Ces résultats expérimentaux sont en parfaite adéquation avec les résultats issus de la simulation numérique (Fig. 2.4).

Une des orientations préférée des vecteurs d'onde transverses, dans la plupart des systèmes non linéaires étudiés, est la configuration hexagonale. C'est en effet celle qui minimise l'énergie du système. Les 3 vecteurs d'onde formant une structure hexagonale représentent un minimum du potentiel du système, aussi longtemps que  $k_1+k_2+k_3=0$  est satisfait [41]. Par conséquent, une telle

figure est extrêmement stable, et apparaît dans la majeure partie des configurations étudiées. Si on raisonne avec la notion de force, trois vecteurs forces ayant la même valeur absolue sont en équilibre, c'est-à-dire que le potentiel est à son minimum si leurs extrémités forment un triangle équilatéral. Les autres spots lumineux correspondent à d'autres vecteurs d'onde qui ne sont que des combinaisons linéaires des trois vecteurs d'onde primaires (Fig. 2.8e).

### Formation d'autres géométries de patterns

Grâce au système 2f-2f vu précédemment, il est également possible de jouer sur la position du miroir afin d'observer différents patterns dont voici quelques exemples : l'hexagone resserré, le rectangle et le pattern 1D (Fig. 2.9). Nous pouvons remarquer qu'ils apparaissent tous lorsque la diffraction est négative, ce qui rend cette région, plus communément appelée "région multi-patterns" [41], très intéressante<sup>10</sup>.

Ces patterns sont soit stables dans le temps, soit perdent leur stabilité envers la formation d'un autre pattern, sur une échelle de temps plus grande que le temps de réponse du système, ce qui rend ces transitions observables avec une simple caméra. Un exemple de multi-stabilités pour les mêmes valeurs des paramètres du système est observé sur les figures 2.10 a) et b). En effet, dans cette région des paramètres, pour les mêmes valeurs du système, ce dernier affiche deux patterns : l'hexagone resserré et le pattern rectangulaire, le système passant d'une solution à l'autre sur une échelle de temps de l'ordre de la seconde.

Enfin, un autre pattern très instable sur son plan transverse mais pour le moins surprenant a été observé dans notre montage : le dodécagone figure 2.10c). Il vient souligner la forte compétition qui naît lors de la fin du processus linéaire menant au cercle d'instabilité (Fig. 2.8b). Il ne reste que quelques secondes dans cette position, puis perd sa stabilité en faveur d'une des solutions hexagonales disponible tout autour du cercle.

---

<sup>10</sup>En modifiant la position du miroir, la courbe de seuil vue dans la partie précédente (Fig. 2.3) se trouvera affectée, et possédera un minimum absolu pour une autre valeur des paramètres de contrôle. Notamment, d'autres vecteurs d'onde pourront être sélectionnés et amplifiés par le système. Ce n'est malgré tout pas le but des expériences ici, qui se concentreront principalement sur le contrôle d'un pattern de type hexagonal.

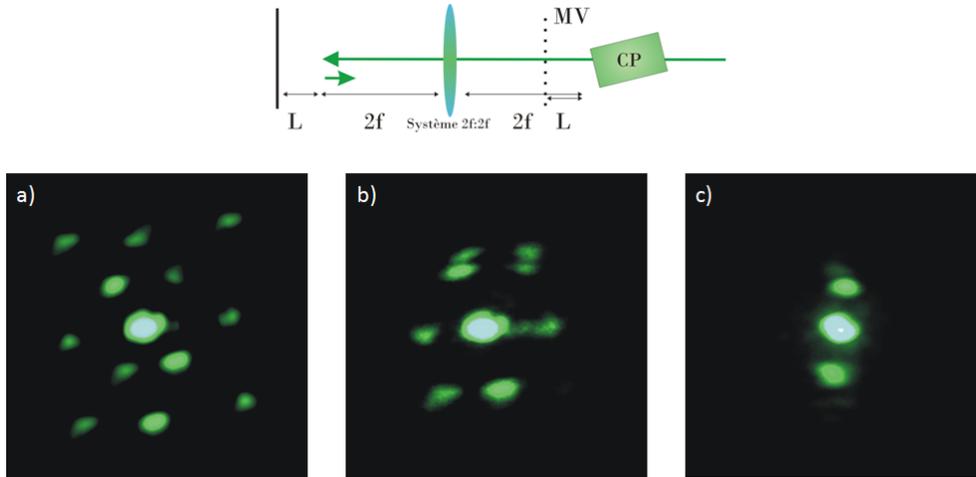


FIG. 2.9: Patterns en champ lointain observés pour différentes positions longitudinales du miroir virtuel (MV). a) : pattern rectangulaire pour  $L=-0.5\text{mm}$ . b) : pattern hexagonal allongé,  $L=-0.1\text{mm}$ . c) : pattern 1D,  $L=-0.2\text{mm}$ .

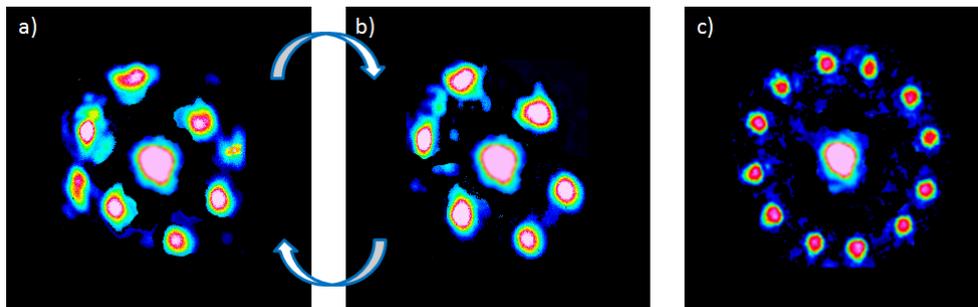


FIG. 2.10: a)-b) Coexistence entre deux états patterns pour un miroir virtuel (MV) placé dans la zone multi-pattern à  $L=-0.4\text{mm}$ . c) Pattern dodécagonal en champ lointain observé pour un miroir virtuel (MV) situé à l'intérieur du cristal,  $L=-0.6\text{mm}$ .

## L'imagerie en champ proche

Même si dans les chapitres qui suivront nous nous intéresserons principalement aux patterns en champ lointain, il est intéressant de pouvoir observer leur formation au coeur même du système, c'est-à-dire à l'intérieur ou encore sur la face d'entrée ou de sortie du cristal. Pour ce faire, une lentille est placée entre la caméra CCD<sup>11</sup> et le diviseur de faisceaux servant pour les observations en champ lointain. La position de la lentille est ajustée afin d'imager exactement la face de sortie du cristal (Fig. 2.11a). Nous pouvons voir sur cette figure les différents défauts présents à la surface du cristal, mais également l'image d'un fil d'une taille de 70 micromètres servant au réglage. Ceci nous permet d'évaluer la taille d'une partie de la structure pattern qui se forme sur les figures 2.11b) et d), à savoir environ 35 micromètres pour un faisceau entrant d'environ 300 micromètres. Les patterns observés en champ proche (Fig. 2.11b-d) correspondent tous les deux à la transformée de Fourier spatiale du pattern observé sur la figure 2.8d). Néanmoins, les figures en champ proche 2.11b) et d) sont en contraste opposé bien que représentant la transformée de Fourier de la même image en champ lointain. Les trous noirs observés sur la face d'entrée du cristal (Fig. 2.11b) ont été convertis en spots brillants (Fig. 2.11d). Ce phénomène est une nouvelle fois une conséquence directe de l'effet Talbot vu au chapitre 1, suite à la modulation de phase des faisceaux traversant le milieu non linéaire.

### 2.2.3 Conclusion

L'expérience réalisée sur notre système photoréfractif simple feedback a mis en évidence le pattern hexagonal prédit par les simulations numériques et rapporté dans la littérature. Le phénomène d'instabilité modulationnelle conduisant à la formation de patterns est dû à l'existence d'un nombre d'onde  $k_d$  critique, croissant exponentiellement au dessus d'un certain seuil. La structure

---

<sup>11</sup>Parmi les différentes images présentées dans cette partie expérimentale, nous avons pu constater que certaines sont en couleurs, d'autres en noir et blanc. Nous avons en effet différents moyens pour enregistrer les instabilités se formant dans notre système : une caméra CCD couleur (Fig. 2.8), une autre noir et blanc (Fig. 2.11), et enfin une webcam haute définition permettant de faire les enregistrements de patterns projetés sur le mur blanc de notre salle de laboratoire (Fig. 2.9).

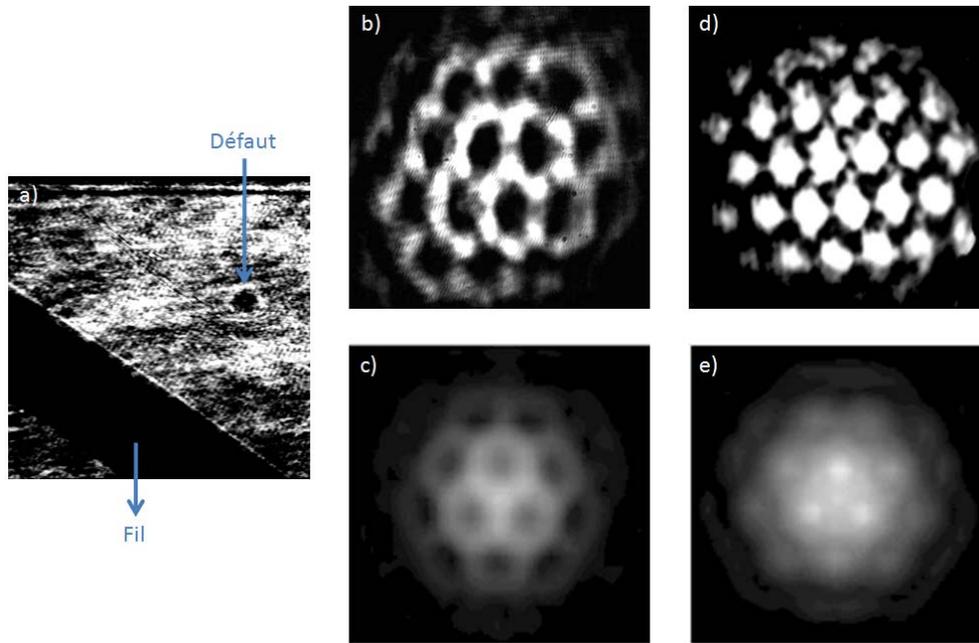


FIG. 2.11: Images en champ proche sous différentes configurations : a) Le cristal est éclairé par une lumière blanche et un fil de 70 microns est utilisé pour régler le système d'imagerie. b) Champ proche expérimental observé sur la face d'entrée du cristal, c) Champ proche théorique correspondant. d) Champ proche expérimental observé sur une image prise à l'intérieur du cristal, e) Champ proche théorique correspondant.

lumineuse auto-organisée, observée en champ lointain, est un pattern à géométrie principalement hexagonale. Nous avons montré, en utilisant un modèle à perturbations, qu'une analyse de la stabilité linéaire des équations du mélange à deux ondes conduit à une équation de seuil séparant les vecteurs d'ondes transverses stables et instables, pour des paramètres de contrôle particuliers. Ces paramètres peuvent être le gain photoréfractif  $\Gamma = \gamma l$  ou bien encore la distance  $L$  correspondant à la distance miroir-cristal. En changeant ces différents paramètres, la géométrie du pattern se trouve modifiée, favorisant la sélection d'autres vecteurs d'onde, sachant que c'est toujours celui possédant le taux de croissance le plus rapide pour un minimum de gain qui sera sélectionné. Ces modifications sont observables dans les figures où des patterns à hexagones serrés, à formes carrées, rectangulaires ou dodécagonales ont été observés. Ces derniers prennent ainsi place dans le système au détriment des structures hexagonales classiques qui constituent, quant à elles, la majeure partie des solutions choisies par le système, en raison du principe de minimisation de l'énergie. Une simulation numérique type BPM a été réalisée afin de trouver les combinaisons de vecteurs d'onde choisies par le système, venant ainsi compléter l'analyse de stabilité linéaire valable seulement dans le cas de faibles perturbations des équations du mélange à deux ondes. Les résultats simulés sont en bonne adéquation qualitative avec les patterns observés expérimentalement.

Maintenant que nous avons les bases théoriques et expérimentales pour l'étude de patterns photoréfractifs, nous allons nous intéresser aux moyens de les contrôler.





## Chapitre 3

# Contrôle de patterns en milieu périodique discret



*Ce chapitre, basé sur les références [136, 137, 138], illustre théoriquement et expérimentalement, notre méthode innovante de contrôle de la formation d'un pattern photoréfractif. Cette étude est basée sur l'adressage et la sélection de patterns, en utilisant les propriétés de contrôle de la lumière que fournissent des structures périodiques telles que les cristaux photoniques. Nous verrons que l'insertion de telles structures au sein même du milieu non linéaire photoréfractif permet la création, la sélection et l'orientation de différents patterns.*





*Olivier Mosset, Sans titre - 1974*



### 3.1 Les milieux discrets pour l'optique

La propagation non linéaire de la lumière dans des structures périodiques est devenue très attractive ces dernières années [139, 140, 141]. Ces milieux discrets au regard de l'indice de réfraction se différencient par la dimension de leurs périodicités et leurs méthodes de fabrication. Ils peuvent être divisés en 3 catégories : les cristaux photoniques, les lattices photoniques, et les lattices photoniques induits. Toutes ces structures ont un point commun, puisqu'elles présentent une bande interdite pour les photons, offrant des possibilités uniques pour contrôler la propagation de la lumière [142], de manière similaire à celles des cristaux utilisés pour manipuler le flux des électrons.

#### 3.1.1 Les cristaux photoniques

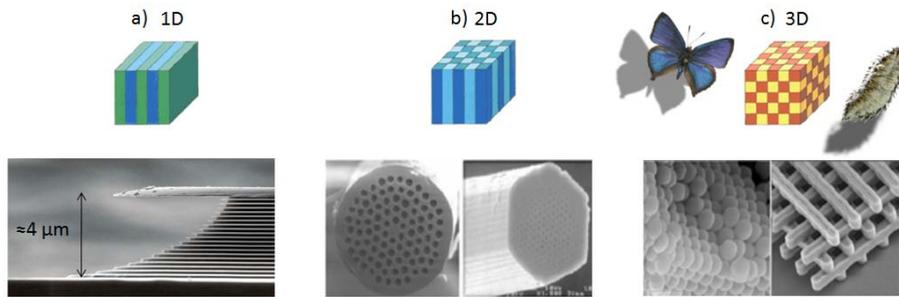


FIG. 3.1: Structures de type cristal photonique sous différentes configurations. a) 1D : Miroir de Bragg (épaisseur des couches environ égale à 200nm), b) 2D : Fibre à cristal photonique, c) 3D : Ver marin et Papillon dont les structures au niveau des épines pour le ver et des ailes pour le papillon se rapprochent d'une structure de type cristal photonique.

Les cristaux photoniques représentent une vaste catégorie de structures à une, deux, ou trois dimensions, possédant une périodicité de l'indice de réfraction à l'échelle de la longueur d'onde. La notion de cristal photonique a été tout d'abord suggérée dans les travaux pionniers de Eli Yablonovitch [143] et John Sajeev [144]. Aujourd'hui, cette terminologie est largement applicable à de nombreux matériaux (voir Fig. 3.1), dont certains sont couramment utilisés dans les laboratoires d'optique. Des exemples de cristaux photoniques unidi-

mensionnels sont des miroirs diélectriques, des réseaux de Bragg (Fig. 3.1a) [145]. Les cristaux photoniques 2D sont plus communément représentés par des fibres à cristaux photoniques [146] (Fig. 3.1b) ou des cristaux photoniques planaires [147]. Enfin, en trois dimensions, les cristaux photoniques sont connus pour exister par exemple dans les opales<sup>1</sup> (Fig. 3.1c) [142], mais également chez certains animaux, comme dans les épines du ver marin *Aphrodita* (Fig. 3.1c), dans les ailes du papillon *Cyanophrys remus* [148]. Ces dernières possèdent une nano-architecture complexe (Fig. 3.1c), et les couleurs bleu métallique sur le côté dorsal et vert pois sur le côté ventral sont attribuées à leurs structures de type cristaux photoniques.

La caractéristique commune de toutes ces différentes structures est qu'elles permettent la manipulation du flux de la lumière dans la direction de leur périodicité. Par conséquent, les cristaux photoniques offrent la possibilité de réaliser un ultime contrôle des propriétés linéaires et non linéaires de la propagation de la lumière, ainsi qu'un contrôle renforcé sur l'émission de lumière et l'amplification. Plusieurs approches pour contrôler la propagation de la lumière par ingénierie des structures périodiques ont été démontrées théoriquement et expérimentalement ces dernières années. Celles-ci incluent la manipulation de la propagation linéaire de la lumière (réfraction, diffraction, dispersion) ainsi que divers effets tels que la propagation de modes de Bloch [149], des études sur l'excitabilité<sup>2</sup> [151], la génération d'harmoniques avec notamment une expérience récente sur la création et la manipulation "d'Airy beams" [152]<sup>3</sup>. Parmi les exemples importants sur le contrôle de la réfraction et diffraction de la lu-

---

<sup>1</sup>L'opale est une roche constituée de micro-billes de silice réparties selon un arrangement plus ou moins régulier. De ce fait, c'est un cristal photonique naturel, même si celui-ci n'a pas de bande interdite complète (c'est-à-dire que la bande interdite ne s'étend pas selon toutes les directions cristallographiques principales du matériau).

<sup>2</sup>L'excitabilité est un mécanisme non linéaire à l'origine de réponses de type "tout ou rien" face à de faibles perturbations externes [150]. Un système excitable présente un seul état stable et répond à une perturbation sous la forme d'une impulsion de sortie calibrée seulement si la force de cette perturbation dépasse un certain seuil; autrement, le système revient à son état d'équilibre.

<sup>3</sup>Ce papier illustre la possibilité de générer un faisceau de type "Airy" (faisceau optique non-diffractant et accélérant librement dans l'espace) en utilisant les processus combinés de quasi accord de phase (Quasi-Phase Matching) et de génération de seconde harmonique. L'expérience est réalisée dans un cristal photonique non linéaire fabriqué spécialement pour cette étude.

mière, on trouve les effets de réfraction négative [153], et d'auto-collimation [154]. De plus, grâce à ces structures périodiques, il est possible de manipuler également la vitesse de groupe des paquets d'ondes, offrant des possibilités de propagation lente de la lumière [155] et/ou l'amélioration de la réponse spectrale comme par exemple : l'effet superprisme<sup>4</sup> [156].

Pour réaliser ces processus de contrôle de la lumière, il est nécessaire d'employer différentes géométries de structures périodiques, faciles à fabriquer. Actuellement, il existe différentes approches pour la fabrication des cristaux photoniques : le fraisage par faisceau d'ions ("focused ion beam milling"), la lithographie par faisceau d'électrons combinée à la gravure ionique réactive ("e-beam lithography"), la polymérisation UV. Toutes ces techniques sont cependant exigeantes en ressources, coûteuses, et imposent des contraintes sur la recherche fondamentale lorsqu'une modification simple et rapide des paramètres structuraux est nécessaire.

### 3.1.2 Les lattices photoniques

La fabrication de matériaux à structures périodiques est facilitée lorsque l'échelle de la périodicité est plus grande que la longueur d'onde de la lumière injectée. Plus communément appelées "lattices photoniques", ces structures de type cristal photonique concernent par exemple la formation de guides d'ondes optiques (waveguide array ou photonic lattices, Fig. 3.2a) [157]. Comparés aux cristaux photoniques, les lattices photoniques présentent une périodicité de l'ordre de quelques micromètres (Fig. 3.2a), et sont fabriqués par le biais de techniques standards, comme par exemple, la croissance lithographique.

Une autre technique de fabrication des lattices photoniques est basée sur l'interférence par de multiples faisceaux interférant au sein même d'un milieu non linéaire, technique appelée : "light induced photonic lattice" ou "optical lattice" [158, 159, 160]. Le premier lattice photonique induit par interférences

---

<sup>4</sup>Dans certaines situations, l'angle de réfraction dans un cristal photonique varie très fortement avec une faible variation de l'angle d'incidence ou de la fréquence de la lumière. On qualifie ce phénomène de super-dispersion angulaire ou fréquentielle, ou encore d'effet "superprisme". La déviation angulaire peut en effet être 100 fois plus forte que dans un prisme à matériau homogène. Des dispersions allant jusqu'à 50° pour une variation de longueur d'onde de 1% ont été observées.

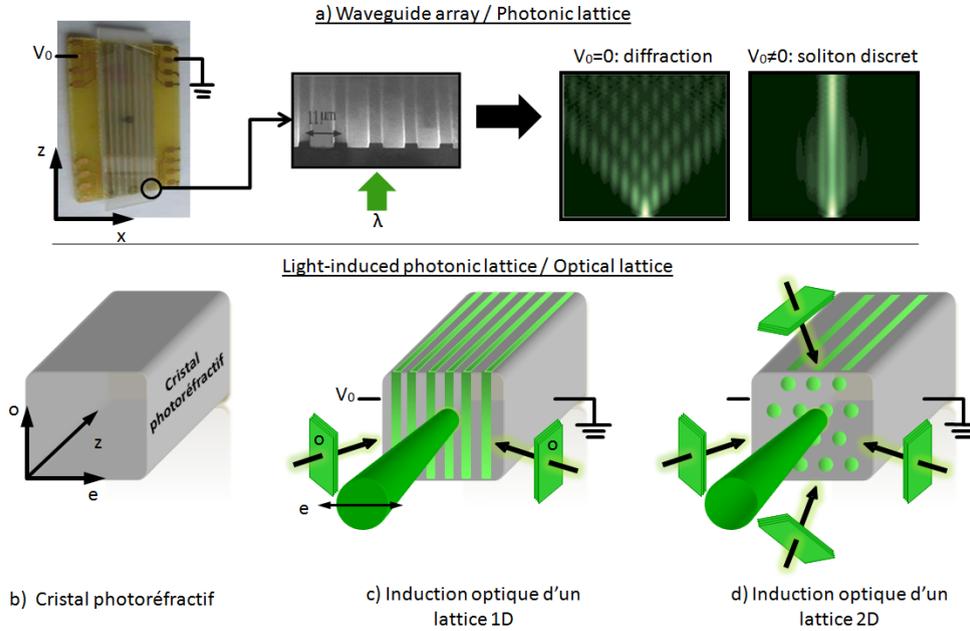


FIG. 3.2: Exemples de lattices photoniques. a) Waveguide array / photonic lattice, créé par le biais d'une technique lithographique. b-d) Schéma de l'inscription optique d'un lattice photonique (optical lattice) à l'intérieur b) d'un cristal photoréfractif par la méthode d'interférences d'ondes. c) Induction optique par 2 faisceaux cohérents (polarisés ordinairement (o)) : cas 1D. d) 4 faisceaux cohérents : cas 2D. Le faisceau vert polarisé extraordinairement (e), est utilisé pour sonder le matériau. Une tension extérieure  $V_0$  peut être appliquée en a),c), et d) dans le cas d'étude de la formation de solitons discrets [158].

multiples fut proposé par Efremidis et al. [158]. Il est créé par interférences de deux ou quatre faisceaux cohérents se superposant et se propageant dans un cristal photoréfractif (Fig. 3.2b-d). Ainsi, grâce à l'effet photoréfractif, la variation de l'indice créée par le lattice (Fig. 3.2c-d), correspond directement à la distribution géométrique de l'intensité des faisceaux créant la figure d'interférences (notée  $I_L$ ). Par exemple, pour un lattice 1D (Fig. 3.2c),  $I_L(x) = I_P \cos^2(\pi x/a)$  où  $a$  représente la période de la figure d'interférences dépendant de l'angle entre les deux faisceaux, et  $I_P$  correspond à l'intensité des faisceaux. La profondeur de modulation de l'indice peut être contrôlée par  $I_P$ . De manière similaire, un lattice 2D peut être créé par ce même principe (Fig. 3.2d).

Le milieu non linéaire, au préalable homogène, est ainsi caractérisé de mi-

lieu discret au regard de l'indice de réfraction devenu périodique. Dès lors, le motif créé par l'interférence des faisceaux induit un potentiel périodique pour un faisceau supplémentaire qui serait utilisé pour sonder le milieu. Ce fut le démarrage des études sur les solitons discrets [158]<sup>5</sup>, la propagation d'ondes de Bloch [161], les solitons dit de "gap" [162] ("gap-soliton", se situant dans la bande interdite photonique), ou encore les solitons de surface [163] ("surface soliton", situés aux interfaces des différentes couches périodiques) dans ce genre de système.

On voit d'ores et déjà les grandes opportunités fournies par cette technique d'inscription. Les paramètres caractéristiques du réseau, à savoir sa périodicité et sa profondeur de modulation, dépendent directement de la puissance des faisceaux cohérents injectés et de leurs angles d'incidences. Ceci offre donc une reconfigurabilité simple et rapide des paramètres structurant le réseau, à comparer aux cristaux photoniques classiques n'étant que très difficilement reconfigurables. Ainsi, les connaissances acquises sur le lattice optique inscrit (optical lattice) peuvent ensuite être appliquées aux structures type "waveguide array" ou cristaux photoniques (usinés et non reconfigurables), tirant profit de leur miniaturisation pour leur intégration dans des composants optiques.

### 3.1.3 Propagation de la lumière dans de telles structures

Bien que du point de vue de leurs fabrications et de leurs dimensions, les cristaux et lattices photoniques sont différents, ils partagent les mêmes propriétés optiques concernant la propagation de la lumière. Ces propriétés sont déterminées par deux principaux effets : (i) la diffusion de Bragg découlant de la périodicité du réseau, (ii) la géométrie spécifique du réseau. La géométrie est d'une importance particulière en 2D et 3D, où la symétrie du réseau (carrée ou hexagonale, par exemple) affecte de façon significative la diffusion des ondes dans des directions différentes. En étant capable d'agir sur ces paramètres, on peut ainsi contrôler la propagation de la lumière. Dans les parties qui suivent,

---

<sup>5</sup>Dans le but d'étudier la formation de solitons discrets, les auteurs du papier [158] ont tiré profit de l'anisotropie du cristal photoréfractif, de manière à ce que le lattice formé par les faisceaux cohérents ne soit pas perturbé par une éventuelle tension électrique (Fig. 3.2c,d) extérieure appliquée. On retrouve ce phénomène dans le cas du waveguide array (Fig. 3.2a).

nous introduirons les propriétés élémentaires communes aux cristaux et lattices photoniques, par l'intermédiaire de la structure périodique 1D la plus simple : le miroir de Bragg. Nous verrons la notion de relation de dispersion et le mécanisme d'ouverture de bande interdite.

### Equations de Maxwell

Les caractéristiques optiques d'un milieu périodique peuvent être obtenues à partir du calcul des modes optiques propres. Les modes sont des solutions des équations de propagation (Annexe B) qui peuvent être obtenues par manipulation des équations de Maxwell :

$$\frac{1}{\varepsilon(r)} \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.1)$$

où  $\vec{E}$  représente le vecteur champ électrique d'une onde incidente sur un milieu de permittivité diélectrique  $\varepsilon(r)$  et de constante magnétique  $\mu_0$ ,  $r$  et  $t$  étant les coordonnées d'espace et de temps. Le champ  $\vec{E}$  peut s'écrire, avec  $\omega$  la pulsation de l'onde :

$$\vec{E}(r, t) = \vec{E}(r) \exp(-i\omega t) \quad (3.2)$$

Lorsque la permittivité diélectrique  $\varepsilon(r)$  est homogène et isotrope, une solution simple des équations de propagation est le mode de type onde plane monochromatique :

$$\vec{E}(r, t) = \vec{E}_0 \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)] \quad (3.3)$$

avec  $|\vec{k}| = \sqrt{\varepsilon} \omega / c$ .

Lorsque la permittivité diélectrique  $\varepsilon(\vec{r})$  est périodique telle que  $\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{a})$  où  $\vec{a}$  est un vecteur du réseau réel, le théorème de Bloch nous indique que le champ  $\vec{E}$  peut se réécrire sous la forme d'un produit d'une onde plane par une fonction périodique :

$$\vec{E}(r, t) = \vec{u}(\vec{r}) \cdot \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)] \quad (3.4)$$

où  $u(\vec{r}) = u(\vec{r} + \vec{a})$  est aussi périodique de période  $a$ . La solution est géné-

ralement qualifiée "d'onde de Bloch" ou de "mode de Bloch".

### Relation de dispersion

Le comportement des ondes électromagnétiques dans des structures périodiques est entièrement déterminé par la courbe de dispersion des ondes de Bloch. Tout d'abord, observons la figure 3.3a) affichant le diagramme de dispersion  $(\omega, k)$  d'un milieu homogène d'indice  $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$ . Ce genre de diagramme  $(\omega, k)$  en optique, c'est-à-dire pour les photons, est similaire au cas des électrons, traité par les classiques diagrammes de bandes  $(E, k)$  (où  $E$  représente l'énergie associée aux vecteurs d'onde  $k$ ), traduisant la répartition des électrons en différents niveaux d'énergie dans un milieu conducteur. Le résultat obtenu pour le milieu optique à indice constant est une droite de pente  $c/n$  (Fig. 3.3a), indiquant qu'une onde de longueur d'onde  $\lambda$  incidente sur le milieu, se propagera dans le milieu à la fréquence  $\omega = kc/n$ . Pour les milieux à permittivité périodique telle que  $\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{a})$ , la relation de dispersion devient périodique, s'écrivant  $\omega(k) = \omega(k + 2\pi/a)$ . La figure 3.3b) illustre cette propriété par le biais de la relation de dispersion d'un milieu homogène rendu artificiellement périodique selon la direction  $z$ .

Un faisceau se propageant dans des structures périodiques peut être exprimé comme une superposition d'ondes de Bloch [139]. Ainsi, la propagation de faisceaux dans de telles structures est déterminée par la dispersion locale. En particulier, la direction de propagation du faisceau dans la structure périodique est définie par la normale à la courbe de dispersion, alors que la diffraction du faisceau est régie par les courbures de cette courbe [139]. Il faut également noter que les relations de dispersion des cristaux photoniques sont généralement représentées en unités normalisées par la période du réseau réel dans une direction donnée. Par exemple, on peut trouver dans les diagrammes de dispersion la fréquence temporelle normalisée de l'onde incidente (Fig. 3.3c) s'écrivant :  $\omega_n = \omega a / 2\pi c = a/\lambda$  où  $a$  est la période du réseau.

Connaissant toutes ces caractéristiques, les relations de dispersion sont souvent représentées sur une demi période en vecteur d'onde  $k$ , dans l'espace plus communément appelé la première zone de Brillouin (de  $-\pi/a$  à  $\pi/a$ , Fig. 3.3).

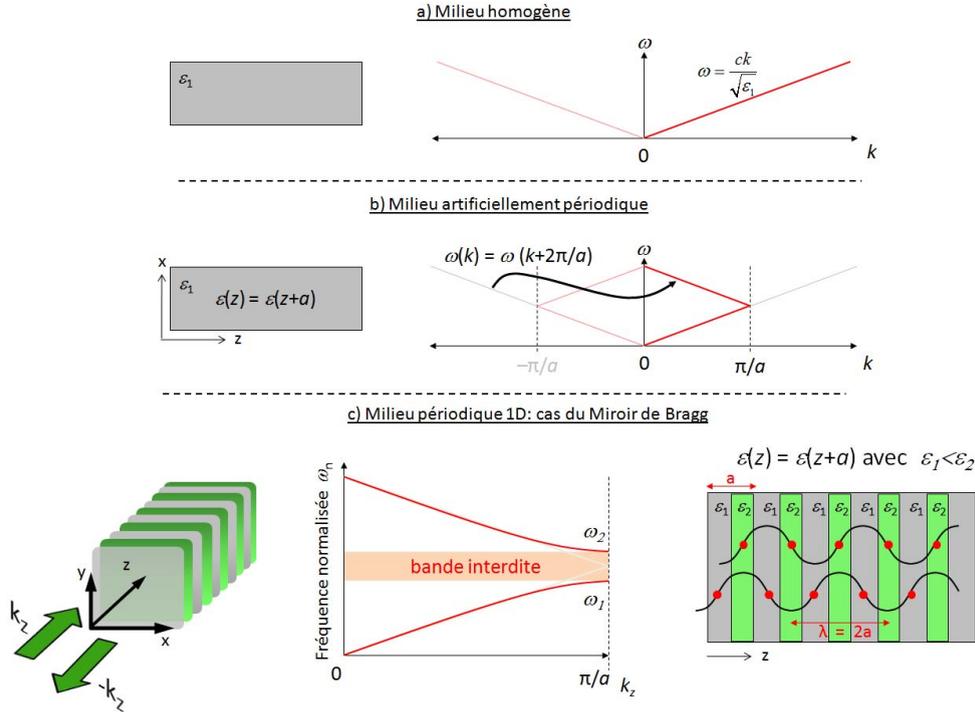


FIG. 3.3: Diagrammes de dispersion pour différents milieux. a) Un milieu à indice constant, b) Un milieu artificiellement périodique, de périodicité  $a$  selon la direction  $z$ , c) Un milieu périodique de périodicité  $a$  et de constantes diélectriques différentes  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  : cas du miroir de Bragg (voir texte).

### Ouverture d'une bande interdite

Afin d'analyser de manière simple l'apparition de bandes interdites optiques, examinons la relation de dispersion d'un miroir de Bragg. Prenons une onde plane électromagnétique de vecteur d'onde  $k_z$ , se propageant selon la direction de l'empilement des couches de permittivités différentes  $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$  (Fig. 3.3c). L'onde va se réfléchir à chaque interface de cellule périodique élémentaire, pour donner une onde de vecteur d'onde  $-k_z$ . Le déphasage  $\varphi$  entre deux ondes réfléchies et séparées par une cellule élémentaire de la structure périodique (ici suivant  $z$ ), est  $2ak$ , avec  $a$  la période du réseau. Afin que les ondes réfléchies à chaque interface interfèrent constructivement (fort pouvoir de réflexion du miroir), il est démontré que la composante du vecteur d'onde, le long de la

structure périodique, doit être un multiple entier de la périodicité de la structure :  $k = m\pi/a$ . C'est le principe de la réflexion de Bragg, qui a découvert ce mécanisme et a déterminé que des réflexions fortes se produisent lorsque :

$$m\lambda = 2a \sin(\theta) \quad (3.5)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde de la lumière,  $m$  est un entier,  $a$  la périodicité de la structure, et  $\theta$  l'angle entre le chemin de la lumière et l'axe de la structure périodique. Ainsi, c'est en bordure des différentes zones de Brillouin, c'est-à-dire en  $k = \pm m\pi/a$ , que la relation de Bragg est vérifiée, les ondes sont alors réfléchies constructivement.

De cette manière, les ondes propagatives et réfléchies couplées par le milieu, donnent naissance à deux ondes stationnaires de longueur d'onde  $\lambda=2a$  (Fig. 3.3c). Afin de minimiser la fonction d'énergie électromagnétique, les conditions de périodicité et de symétrie imposent les positions des nœuds (points rouges, Fig. 3.3c) des deux ondes stationnaires, au centre de l'une ou l'autre des couches de permittivité  $\varepsilon_1$  ou  $\varepsilon_2$  [142]. Le champ électrique de ces ondes est donc majoritairement concentré dans l'un des deux matériaux, celui d'indice fort ou celui d'indice faible. Par conséquent, les fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$  associées à ces deux ondes sont distinctes et ouvrent ainsi une bande interdite photonique  $\Delta\omega$  entre ces deux fréquences (Fig. 3.3c). La bande interdite est d'autant plus grande que le contraste d'indice de réfraction entre les couches est important, mais existe dès que  $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$ . Ainsi, une onde de longueur d'onde  $\lambda$  située dans la bande de fréquences interdites, sera entièrement réfléchi par le milieu (transmission égale à 0, réflexion égale à 1). Le milieu se comporte comme un filtre fréquentiel.

### 3.1.4 Contrôle de la lumière par la lumière

Le but de cette partie est d'observer l'action d'un lattice photonique sur un pattern optique. Pour cela, nous utiliserons la méthode d'interférences par faisceaux multiples pour créer optiquement le lattice à l'intérieur du milieu photoréfractif, au sein même du système simple feedback servant à la création

de patterns. Nous espérons ainsi, en jouant sur les propriétés structurales du lattice, pouvoir contrôler l'instabilité de modulation menant au pattern final.

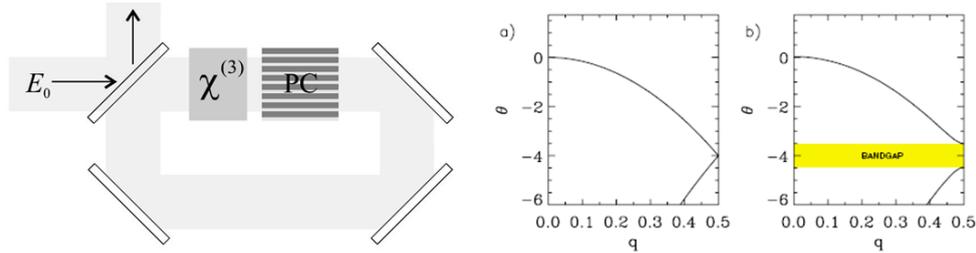


FIG. 3.4: extraite de [23] : Cavité en anneau contenant un milieu à effet Kerr et une structure périodique de type cristal photonique (PC).  $E_0$  est le champ électrique de type onde plane injecté dans la cavité. a) Diagramme de dispersion  $(\theta, q)$  de la cavité sans PC, b) avec PC. La variable  $q$  représente les vecteurs d'onde transverses instables émergeant d'une instabilité de modulation dépendant du paramètre de detuning  $\theta$  de la cavité.

Ce type de contrôle a été pour la première fois proposé en 2004, dans les travaux théoriques de D. Gomila et al. [23]. Ces chercheurs étudiaient la formation de structures spatiales résultant d'un phénomène d'instabilité de modulation, qui apparaît dans une cavité en anneau remplie d'un milieu Kerr combiné à un lattice photonique (Fig. 3.4). Ils démontraient notamment la potentialité d'un milieu périodique à inhiber la formation de patterns, mais également à stabiliser, voire élargir la zone de coexistence<sup>6</sup> entre la solution homogène et la zone pattern. Les résultats qui vont suivre constituent ainsi une démonstration expérimentale<sup>7</sup> de ce mécanisme de contrôle, dans un système différent mais néanmoins proche de celui de l'étude théorique de la référence [23].

### Le principe

Comparé à la situation du cristal photonique classique 1D, où la source lumineuse injectée sur le miroir de Bragg est perpendiculaire à l'empilement

<sup>6</sup>Élément important pour l'observation de structures localisées type solitons de cavité (détaillé dans le chapitre 5).

<sup>7</sup>On peut également trouver une démonstration expérimentale similaire aux travaux réf. [23] dans la référence [164], où l'on traite l'action externe d'un lattice photonique sur les modes d'émission d'un VCSEL.

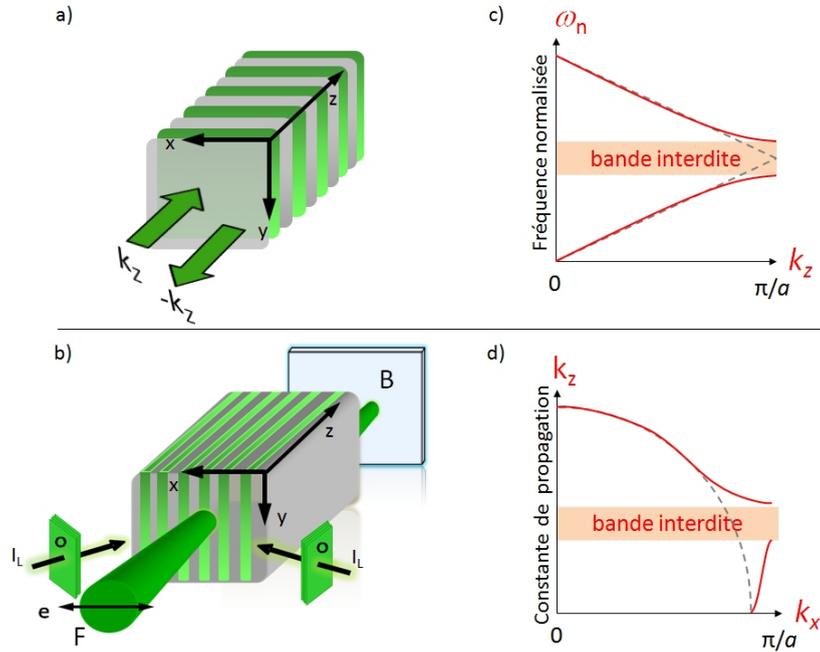


FIG. 3.5: Comparaison cristal photonique et lattice photonique 1D. a) Schéma du cristal photonique 1D de type miroir de Bragg. b) Inscription optique d'un lattice photonique 1D à l'intérieur d'un cristal photoréfractif par la méthode d'interférences à 2 ondes. Le système est placé dans la boucle de rétroaction optique. c) Diagramme de dispersion qualitatif correspondant au cas du miroir de Bragg ( $\beta$ ,  $k_z$ ) a). d) Diagramme de dispersion qualitatif ( $\beta$ ,  $k_x$ ) correspondant au cas du lattice photonique b).

des couches (Fig. 3.5a), dans le cas des lattices photoniques, la source de lumière utilisée pour sonder le milieu est injectée parallèlement à la direction des plans périodiques 1D (Fig. 3.5b). Dans les deux configurations, les diagrammes de dispersion peuvent laisser apparaître une bande interdite photonique (Fig. 3.5c-d). Nous avons vu que le comportement des ondes électromagnétiques dans des structures périodiques est entièrement déterminé par la courbe de dispersion des ondes de Bloch. Pour la propagation des faisceaux dans la configuration du lattice photonique (Fig. 3.5b), le diagramme de dispersion représente la relation entre les vecteurs d'onde longitudinaux et transversaux. Ainsi, la relation de

dispersion à considérer est celle entre la constante de propagation  $k_z$ <sup>8</sup> et la composante transverse  $k_x$  (Fig. 3.5d) d'une onde incidente sur le milieu, et non  $\omega_n$  en fonction de  $k_z$  (Fig. 3.5c), la périodicité des couches d'indices étant suivant la direction  $x$  dans le cas du lattice photonique 1D (Fig. 3.5b).

Nous avons vu dans le chapitre 2 que le système photoréfractif simple feedback permet la formation de patterns possédant certains vecteurs d'onde transverses  $k_x$ . Ces vecteurs d'onde sont à l'origine de la croissance des faisceaux satellites qui constitueront le pattern final. Ils sont situés dans le plan transverse de propagation des faisceaux aller ( $F$ ) et retour ( $B$ ) qui eux, se propagent suivant la direction  $z$  (ou proche de celle-ci) (Fig. 2.1). Ainsi, il devient intéressant d'étudier la situation où le lattice est induit dans la cavité, au sein même du milieu non linéaire servant à la création de patterns. Par ce biais, les modes transverses créés par le système photoréfractif, possédant des vecteurs d'ondes  $k_x$  ayant une certaine constante de propagation longitudinale suivant  $z$ , se trouveront directement affectés par le gap au niveau des constantes de propagation (Fig. 3.5d). De ce fait, les modes transverses possédant une constante de propagation  $k_z$  à l'intérieur de la bande interdite ne pourront plus se propager, et les instabilités transverses correspondantes ne pourront plus croître dans le système. Le lattice optique étudié dans cette configuration, sera donc utilisé comme filtre fréquentiel seulement pour les vecteurs d'onde transverses  $k_x$ . Les faisceaux  $F$  et  $B$  se propageant selon la direction  $z$  seront couplés à une superposition de modes du réseau (modes de Bloch, par exemple Fig. 3.2a), mais entièrement transmis (Fig. 3.5b) à travers le lattice (transmission égale à 1, et non 0 comme dans le cas du miroir de Bragg).

## 3.2 Approche théorique

Dans cette partie, nous allons présenter l'étude théorique du contrôle de l'instabilité de modulation (pattern) via un lattice photonique. Pour ce faire, nous considérons comme matériau photoréfractif le cristal de Titanate de Baryum vu au chapitre 2, dans lequel nous inscrivons par la méthode d'interférences d'ondes, un réseau photonique de type lattice. Nous fournissons une analyse

---

<sup>8</sup> $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2}$ , où  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  correspond au vecteur d'onde de l'onde incidente.

de stabilité linéaire des solutions, suivie par des simulations numériques pour la partie non linéaire. Nous observons deux résultats importants détaillés dans les sections suivantes, à savoir : (i) pour une faible profondeur de modulation de l'indice, une accentuation des modes le long de la direction imposée par le lattice ; (ii) pour une forte modulation, l'apparition d'une bande interdite photonique menant à la suppression des modes du pattern selon la direction du lattice.

### 3.2.1 Modification des équations de couplage

Pour l'analyse qui va suivre, nous ajoutons la contribution du lattice optique dans le modèle standard d'équations utilisé pour la formation de pattern à l'intérieur d'un cristal photoréfractif (eqs. 2.13-2.15). Les nouvelles équations obtenues décrivent le système présenté sur la figure 3.5b) :

$$\partial F/\partial z - iD\nabla^2_{\perp}F - iV(x,y)F = -QB \quad (3.6)$$

$$\partial B/\partial z + iD\nabla^2_{\perp}B + iV(x,y)B = -Q^*F \quad (3.7)$$

$$V(x,y) = \Delta n_L \cos(2\pi x/a) \quad (3.8)$$

où  $D$  est le coefficient de diffraction,  $V(x,y)$  représente la modulation de l'indice de réfraction induite par le réseau photonique 1D créé,  $\Delta n_L$  est l'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction induite par le lattice,  $a$  la période du lattice, les autres paramètres étant semblables à ceux du chapitre 2 (eqs. 2.34-2.37).  $Q$  définit la force du réseau de réflexion photoréfractif (eq. 2.15) où nous avons pris soin de rajouter  $I_L$  (Fig. 3.6a), l'intensité modulée créant le lattice ;  $Q$  est régi par l'équation :

$$\tau(I, I_d, I_L) \partial Q/\partial t + Q = \gamma F B^*/(I + I_d + I_L) \quad (3.9)$$

Dans ce qui suit, nous considérons :

- le cas d'un lattice photonique 1D possédant une période de modulation  $a$  suivant la direction  $x$  et homogène suivant  $y$ , c'est-à-dire :  $I_L(x, y) = I_L(x + a, y)$ , et  $V(x, y) = V(x + a, y)$ ,

- une onde plane incidente  $F(x, y, z = 0) = F_{in}$ ,
- une onde réfléchie  $B(x, y, z = l) = F(x, y, z = l)$  issue de la réflexion sur le miroir aligné exactement sur la face de sortie du cristal ( $L=0$ ),  $l$  étant la longueur du cristal.

Dans un premier temps, nous regardons les solutions stationnaires, devant donc satisfaire les équations :

$$\begin{aligned} \partial F / \partial z - iD\nabla^2_{\perp} F - iV(x, y) F &= -\gamma \frac{F|B|^2}{I + I_d + I_L} \\ \partial B / \partial z + iD\nabla^2_{\perp} B + iV(x, y) B &= -\gamma^* \frac{B|F|^2}{I + I_d + I_L} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Du fait de la périodicité du lattice photonique et de la symétrie des conditions aux limites, les équations (3.10) possèdent des solutions périodiques dont les profils peuvent être décomposés en séries de Fourier :

$$\begin{aligned} F(x, y, z) &= \sum_m F_m(z) \exp(imK_b x) \\ B(x, y, z) &= \sum_m B_m(z) \exp(imK_b x) \\ Q(x, y, z) &= \sum_m Q_m(z) \exp(imK_b x) \end{aligned} \quad (3.11)$$

où  $K_b = 2\pi/a$  est le vecteur d'onde de Bloch. Après substitution de ces équations dans les équations (3.6, 3.7), nous obtenons un ensemble infini d'équations couplées par les amplitudes de Fourier, auxquelles il faut ajouter les conditions aux limites :  $F_0(z=0) = F_{in}$ ,  $F_{m \neq 0}(z=0) = 0$ ,  $B_m(z=l) = F_m(z=l)$ . Pour l'analyse numérique, les équations sont tronquées aux  $M$  premières harmoniques,  $-M/2 \leq m \leq M/2$ . Ensuite, les équations sont résolues de manière itérative en répétant les étapes suivantes (voir annexe C) : (i) détermination de  $F_m$  et  $B_m$  pour un  $Q_m$  fixé, (ii) mise à jour de  $Q_m$  basée sur le calcul précédent de  $F_m$  et  $B_m$ .

### 3.2.2 Analyse de stabilité linéaire

Nous analysons maintenant la formation de patterns au seuil où l'instabilité de modulation se produit. Mathématiquement, nous considérons de faibles perturbations des solutions stationnaires,  $F \rightarrow F + f$  et  $B \rightarrow B + b$ . Une fois injectées dans le système d'équations (3.11), nous linéarisons les équations obtenues par rapport aux perturbations  $(f, b)$ .

#### Décomposition en série de Fourier

La solution générale des équations linéarisées peut être exprimée à travers la décomposition en modes de Bloch de la forme :

$$\begin{aligned}
 f(x, y, z) &= \sum_m f_{m+}(z) \exp(imK_b x) \exp(ik_x x + ik_y y) + \\
 &\quad \sum_m f_{m-}^*(z) \exp(-imK_b x) \exp(-ik_x x - ik_y y) \\
 b(x, y, z) &= \sum_m b_{m+}(z) \exp(imK_b x) \exp(ik_x x + ik_y y) + \\
 &\quad \sum_m b_{m-}^*(z) \exp(-imK_b x) \exp(-ik_x x - ik_y y) \tag{3.12}
 \end{aligned}$$

Ici,  $(k_x, k_y)$  est le vecteur d'onde instable pouvant se former. Il est similaire à  $k_d$  (à 1 dimension transverse, Fig. 2.3a)). Puisque les équations de perturbation sont linéaires, et que les conditions aux limites sont  $b_{m\pm}(z=l) = f_{m\pm}(z=l)$ , nous pouvons exprimer les amplitudes des perturbations sur la face d'entrée du cristal par rapport aux amplitudes sur le miroir, grâce à une matrice de transfert  $T$  dont les éléments sont calculés numériquement. En particulier :

$$T_{f_0}(k_x, k_y) \cdot [f_{m\pm}(z=l)] = 0 \tag{3.13}$$

Cette équation accepte des solutions non triviales seulement si :

$$\det T(k_x, k_y) = 0 \tag{3.14}$$

Le calcul de ce déterminant définit le seuil de l'instabilité modulationnelle menant à la sélection de vecteurs d'onde transverses et donc à la formation de patterns.

### Etude au seuil de l'instabilité de modulation

Les calculs ont été effectués de manière à retranscrire au mieux les expériences réalisées [136, 137] et détaillées plus loin dans ce chapitre :  $n_0 = 2.3$ ,  $l = 5,6\text{mm}$ ,  $\lambda_0 = 532\text{nm}$ . Nous avons constaté que la modulation de l'indice de réfraction joue le rôle le plus important dans la dynamique des instabilités. Par conséquent, pour des raisons de simplicité, les effets de l'intensité d'obscurité et du lattice photonique ont été négligés en prenant  $I_d = I_L = 0$ . Nous traçons, dans le plan des vecteurs d'onde instables  $(k_x, k_y)$ , le signe du déterminant (eq. 3.14), tel que les frontières entre les différentes régions (blanche et noire, Fig. 3.6) où le déterminant passe par la valeur 0, correspondent au seuil d'instabilité de modulation. Cette analyse indique ainsi les vecteurs d'onde pouvant se déstabiliser au seuil de l'instabilité modulationnelle. L'analyse est réalisée pour différentes profondeurs de modulation d'indice du lattice, et pour chaque cas, nous indiquons la valeur du seuil de couplage photoréfractif ( $\Gamma = \gamma l$ ) nécessaire pour observer la croissance des solutions instables.

Les diagrammes d'instabilités sont présentés sur la figure 3.6. Les valeurs de  $\Gamma$  sont choisies légèrement au-dessus du seuil où l'instabilité modulationnelle commence. Les régions blanches sur la figure correspondent aux vecteurs d'ondes stables, tandis que les zones noires marquent les régions instables. Lorsque le lattice est absent ( $\Delta n_L = 0$ , Fig. 3.6b) nous observons la même structure que sur la figure 2.3, c'est-à-dire un cercle de vecteurs d'onde pouvant se déstabiliser. Ceci reflète la symétrie de rotation transverse du système, considéré dans ces simulations comme isotrope. Dans la figure 3.6c), une périodicité artificielle a été introduite (comme dans la figure 3.3b)) afin de fixer la périodicité  $a$  du lattice, de telle sorte qu'elle soit égale à deux fois la périodicité du pattern qui pourrait se former à partir du cercle d'instabilité. Baptisons  $k_L$  le vecteur d'onde transverse associé au lattice dans l'espace des  $k$ , et  $k_p$  le vecteur d'onde instable pouvant conduire à un pattern, ainsi :  $k_L = 2k_p$  (Fig. 3.6c-f). Une telle situation permet d'étudier les instabilités pouvant se former

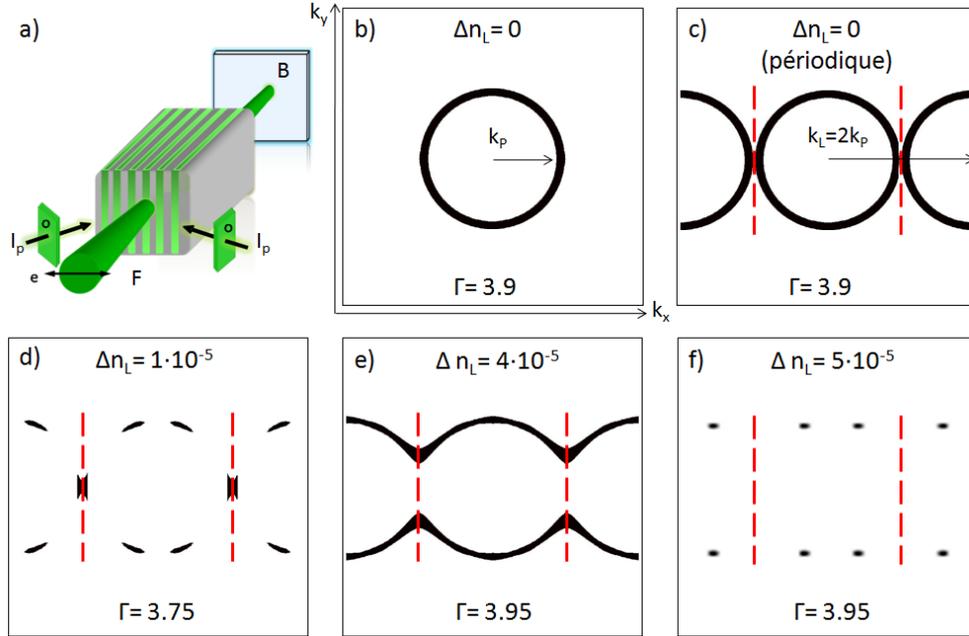


FIG. 3.6: Analyse de stabilité linéaire réalisée suivant le schéma a). b-f) Représentation dans l'espace des  $k$  ( $k_x$ ,  $k_y$ ), pour différentes profondeurs de modulation du lattice photonique  $\Delta n_L$ , des vecteurs d'onde instables au seuil d'instabilité modulationnelle  $\Gamma$ . Les lignes en pointillés rouges indiquent les bordures de la première zone de Brillouin située à  $k_L = 2k_P$ .  $k_L$  représente le vecteur associé à la périodicité du lattice photonique.  $k_P$  correspond au vecteur d'onde pouvant se déstabiliser et conduire à la formation d'un pattern.

à l'intérieur du band gap associé au lattice photonique, c'est-à-dire exactement aux bords de la première zone de Brillouin [165], matérialisée en tirés rouges sur la figure 3.6 et située à  $k_L/2$ .

Ensuite, nous démontrons que la présence du lattice altère fondamentalement les propriétés d'instabilités du système. La figure 3.6d) affiche des résultats pour un lattice 1D dirigé suivant  $k_x$ , avec une faible profondeur de modulation  $\Delta n_L$ , égale à  $1 \cdot 10^{-5}$ . Tout d'abord, nous remarquons que le lattice diminue le seuil de couplage nécessaire pour le démarrage de l'instabilité de modulation ( $\Gamma=3.75$  Fig. 3.6d) au lieu de 3.9 sans lattice). Plus important, le lattice supprime des régions d'instabilités sur le cercle, dans des directions transverses à l'orientation du lattice, tandis que des instabilités le long de la direction du lattice (sur les bords de zones de Brillouin) sont encore présentes.

En conséquence de ce phénomène, la symétrie de rotation est brisée, la combinaison des modes conduisant à un pattern ne pourra se faire qu'à partir de ces zones de vecteurs d'onde instables.

Pour un contraste de l'indice plus élevé,  $\Delta n_L = 4.10^{-5}$  (Fig. 3.6e), le comportement est complètement différent. Les modes sont maintenant supprimés le long de la direction du lattice, et autorisés transversalement. Nous pouvons souligner que la forme de la région d'instabilité ressemble à un band gap photonique bien que nous nous intéressons uniquement aux modes transverses et non aux modes de propagation longitudinaux qui sont généralement tracés dans ce genre de diagrammes (Fig. 3.5).

Enfin, pour un contraste de l'indice encore plus élevé  $\Delta n_L = 5.10^{-5}$  (Fig. 3.6f), nous voyons que la solution est devenue complètement discrétisée, n'offrant plus aucune solutions aux modes le long du lattice (en bordure de zone de Brillouin) : la solution de type pattern hexagonale est complètement impossible.

### 3.2.3 Simulations numériques

Lorsque les amplitudes des modes pouvant se déstabiliser dans le système augmentent, les vecteurs d'ondes autorisés à croître commencent à interagir les uns avec les autres. En résultat d'une telle dynamique non linéaire (ne pouvant être décrite par l'analyse de stabilité linéaire ci-dessus, qui est valable uniquement au seuil), des patterns se forment. Ainsi, basées sur le modèle numérique décrit dans le chapitre 2 et en annexe C, des simulations numériques ont été réalisées sur le système d'équations 3.10. Les résultats sont donnés sur la figure 3.7.

#### Résultats

La figure 3.7 montre l'évolution au cours du temps de la solution pattern pour une valeur du couplage  $\Gamma$  située au dessus du seuil où l'instabilité de modulation démarre dans le système (seuil donné par l'analyse de stabilité linéaire). La première colonne correspond au cas sans lattice  $\Delta n_L = 0$ . En comparaison avec la simulation numérique figure 2.5e), nous confirmons que

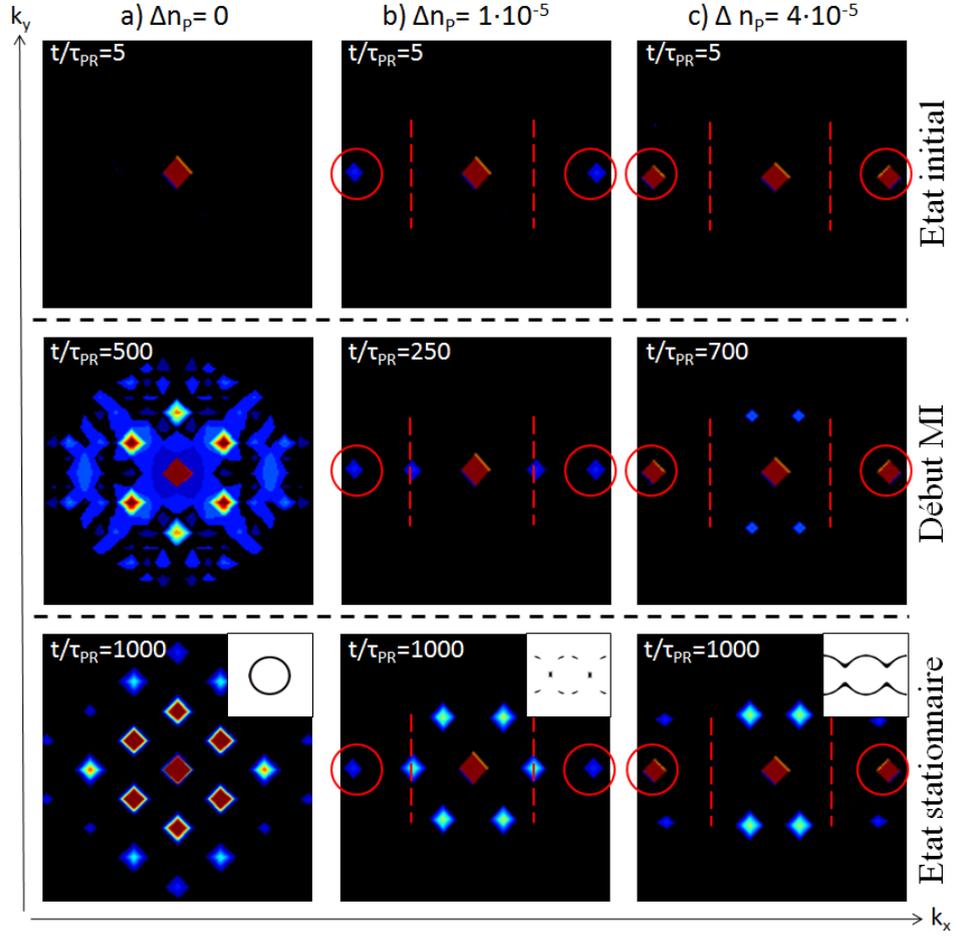


FIG. 3.7: (a-c) Patterns calculés numériquement et observés dans le spectre du faisceau réfléchi par le miroir  $B$ , pour  $k_L = 2k_P$  et un seuil de couplage  $\Gamma = 4.1$  situé au-dessus du seuil de développement des instabilités étudiées en figure 3.6. Les cercles rouges indiquent les ordres de diffractions  $+$  ou  $-1$  du faisceau  $B$  diffractant sur le lattice photonique créé. Les lignes rouges verticales matérialisent les bords de la zone de Brillouin. Du bleu au rouge, les couleurs indiquent respectivement une évolution des faibles aux hautes intensités.  $t/\tau_{PR}$  est le temps normalisé, où  $\tau_{PR}$  correspond au temps de relaxation photoréfractif.

le pattern qui se forme à l'état stationnaire n'a pas d'orientation préférentielle dans le plan transverse, cette orientation étant déterminée arbitrairement par le bruit dans le système. Ainsi, n'importe quelle combinaison de vecteurs d'onde est possible parmi tous les vecteurs d'onde contenus dans le cercle d'instabilités

(Fig. 3.6b-c).

La deuxième colonne traite le cas en présence d'un lattice à faible profondeur de modulation  $\Delta n_L = 1.10^{-5}$  (Fig. 3.7b). Nous pouvons voir la présence du lattice au travers des deux spots situés à l'extérieur de la tache centrale, et correspondant à la diffraction du faisceau  $F$  sur le lattice photonique créé (Fig. 3.6a). Nous remarquons que notre choix du vecteur d'onde du lattice photonique est tel que les deux spots sont situés exactement à deux fois le vecteur d'onde du pattern hexagonal (Fig. 3.6b-c). Nous voyons également que parmi les vecteurs d'onde instables disponibles sur la figure 3.6d), la combinaison choisie par le système est une nouvelle fois l'hexagone. Néanmoins, nous montrons que la présence du lattice vient briser la symétrie de rotation, car seulement une orientation particulière de pattern hexagonal apparaît, celle le long de la direction du lattice (ici suivant  $x$ ).

Pour finir, la troisième colonne concerne les résultats obtenus pour un lattice à forte profondeur de modulation :  $\Delta n_L = 4.10^{-5}$  (Fig. 3.7c). La solution obtenue en régime stationnaire montre que le système s'est désormais choisi une solution qui n'est plus hexagonale, située complètement à l'extérieur de la bande interdite créée par le lattice. Plus aucun mode n'est autorisé à exister sur le bord de la zone de Brillouin.

Pour l'analyse de stabilité linéaire concernant le cas d'un lattice encore plus prononcé  $\Delta n_L = 5.10^{-5}$  (Fig. 3.6f), la simulation numérique correspondante fournit le même résultat que dans le cas précédent (Fig. 3.7c). Ce qui montre qu'une variation de l'indice de l'ordre de  $4.10^{-5}$  est suffisante pour contrôler la formation du pattern hexagonal dans ces configurations.

### 3.3 Observations expérimentales

Les résultats théoriques ont fourni deux résultats majeurs, à savoir que pour une faible profondeur de modulation de l'indice, les modes le long de la direction imposée par le lattice sont favorisés ; pour une forte modulation, l'apparition d'une bande interdite photonique mène à la suppression des modes du pattern selon la direction du lattice. Nous allons dès lors comparer ces résultats théoriques à nos observations expérimentales.

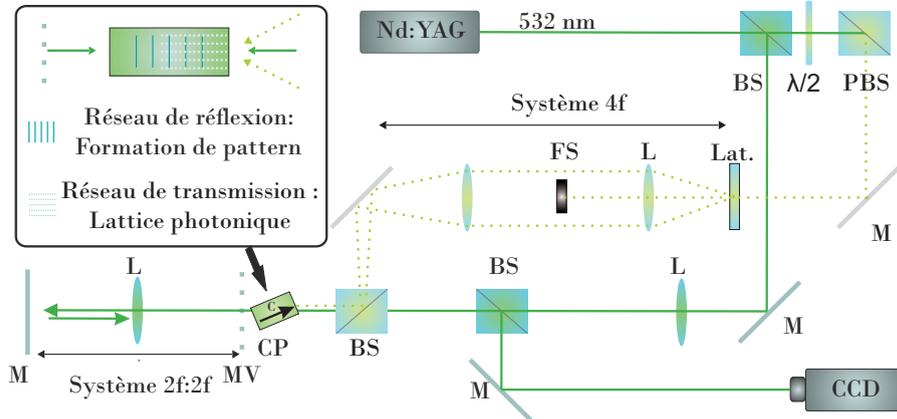


FIG. 3.8: Schéma du setup expérimental modifié pour l'étude avec le lattice photonique. L : lentille convergente, BS : diviseur de faisceaux, MV : miroir virtuel, CP - BaTiO<sub>3</sub> : cristal photoréfractif, PBS : diviseur de faisceaux polarisant, FS : filtre spatial, Lat. : masque d'amplitude servant à la création du lattice photonique.

### 3.3.1 Descriptif du montage

#### Le faisceau "lattice"

Le montage expérimental est identique au précédent (Fig. 2.6), où nous avons seulement ajouté les éléments servant à l'inscription du lattice optique. La ligne continue (Fig. 3.8) correspond au faisceau dit de pompe, responsable de la formation du pattern dans le système photoréfractif à simple rétro-action. Dans la suite nous appellerons ce faisceau, *le faisceau pattern*. Les expériences sont réalisées avec le même cristal de Tytanate de Baryum (BaTiO<sub>3</sub>). La ligne pointillée sur la figure 3.8 montre le chemin de la lumière utilisé pour créer le réseau optique induit à l'intérieur du cristal photoréfractif. Nous appellerons ce faisceau *le faisceau lattice*. La polarisation du faisceau lattice est réglée de telle sorte qu'elle soit orthogonale à la polarisation du faisceau pattern. Les faisceaux lattice et pattern sont donc mutuellement incohérents à l'intérieur du cristal photoréfractif. Pour générer le réseau photonique, le faisceau lattice est envoyé sur un réseau à pas variable (masque d'amplitude, Lat.- Fig. 3.8). Le faisceau incident est ainsi diffracté par le réseau et les ordres de diffraction  $\pm 1$  sont recueillis et injectés à l'intérieur du cristal. Ceci est réalisé au moyen d'un

système  $4f$  composé de deux lentilles et d'un filtre spatial situé dans le plan de Fourier (FS, Fig. 3.8) afin d'éliminer l'ordre 0. À l'intérieur du cristal, ces ordres de diffraction interfèrent et créent le réseau photonique comme expliqué plus haut. La combinaison d'une lame demi-onde avec un diviseur de faisceau polarisant permet l'ajustement de l'intensité du faisceau lattice. Ainsi, pour avoir suffisamment de profondeur de modulation de l'indice à l'intérieur du milieu photoréfractif, l'intensité du faisceau lattice peut être réglée à une valeur jusqu'à dix fois plus élevée que celle du faisceau pattern.

### 3.3.2 Résultats et discussions

Tout d'abord, nous considérons le cas de la formation d'un pattern en absence de lattice. De manière similaire aux résultats présentés au chapitre 2, la figure 3.9a) montre le pattern hexagonal obtenu pour un miroir positionné environ 1mm après le cristal, avec une puissance ( $I_P$ ) nécessaire pour atteindre le seuil de formation du pattern ( $I_{th}$ ) égale à 20 mW<sup>9</sup>. La flèche sur la figure 3.9a) représente le vecteur d'onde transverse  $k_P$  sélectionné par le système et associé au pattern hexagonal.

Pour tester l'inscription du lattice photonique, nous retirons temporairement le miroir permettant la rétro-action. Ceci nous permet d'observer la diffraction du faisceau pattern sur le réseau photonique créé par le faisceau lattice à l'intérieur du cristal. Cette diffraction linéaire donne lieu aux deux spots externes (Fig. 3.9b) figurant le long de la direction du réseau ici orienté à 45°. La tache centrale correspond à l'ordre zéro de la diffraction, et les deux autres taches aux ordres de diffraction  $\pm 1$ . La flèche (Fig. 3.9b)) représente le vecteur d'onde transverse  $k_L$  associé au réseau lattice. Les lignes en pointillés dans les figures 3.9b-c) indiquent la position de la première zone de Brillouin située à  $k_L/2$  [165]. Nous retrouvons ainsi qualitativement, les mêmes résultats que sur la simulation de la figure 3.7b) "état initial".

Dans le reste du chapitre, nous allons utiliser le vecteur d'onde transverse ( $k_P$ ) de la structure hexagonale comme une référence afin de définir l'ampli-

---

<sup>9</sup>Puisque nous ne travaillons pas dans le régime de saturation ( $I_d/I_p \rightarrow \infty$ ) de l'effet photoréfractif, un changement de la puissance  $I_p$  entraîne un changement du gain  $\gamma$ . Ceci permet de traduire le seuil pour  $\gamma$  en un seuil pour  $I_p$ .

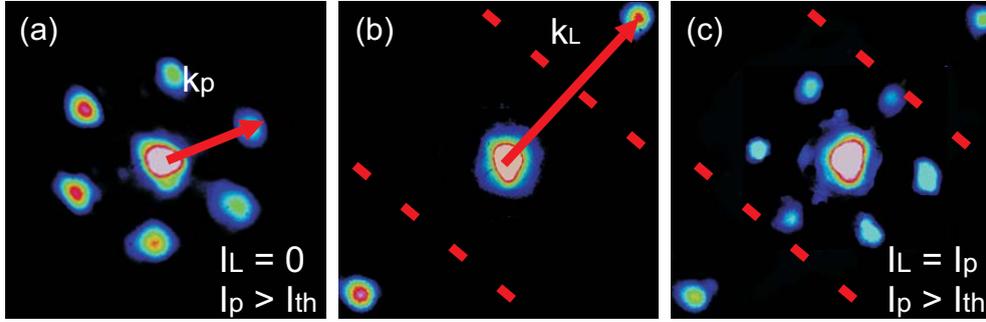


FIG. 3.9: Patterns en champ lointain : (a) Pattern hexagonal sans lattice, (b) Diffraction linéaire sur le lattice, (c) Co-existence entre le pattern non linéaire et la diffraction linéaire sur le réseau lattice pour  $k_L \simeq 2.2k_P$ . Les lignes rouges indiquent les bordures de la première zone de Brillouin,  $I_L$  représente l'intensité associée au lattice photonique,  $I_P$  l'intensité du faisceau pattern,  $I_{th}$  l'intensité du faisceau pattern nécessaire pour atteindre le seuil de formation du pattern.

tude de tous les autres vecteurs d'onde dans le système. Nos résultats sont analysés en termes de vecteurs d'onde transverses, puisqu'ils représentent le lien direct aux constantes de propagation dans la structure périodique. Dans les expériences nous envoyons d'abord le faisceau lattice dans le cristal pour créer le réseau optique, puis nous envoyons le faisceau pattern.

Le premier exemple de la combinaison entre le réseau photonique et la formation du pattern hexagonal est celui qui apparaît dans la figure 3.9c). Nous avons pris une périodicité et une intensité arbitraire pour le réseau, ici  $k_L \simeq 2.2k_P$ , de sorte que tous les vecteurs d'onde  $k_P$  créant le pattern se situent à l'intérieur de la première zone de Brillouin du réseau. Dans ce cas, nous n'observons que la coexistence entre la solution non linéaire hexagonale et la diffraction linéaire 1D, bien que l'on voit déjà la réorientation du pattern selon la direction du lattice (cf. Fig. 3.7b, "état stationnaire", bien que les vecteurs d'onde dans la simulation et l'expérience sont différents).

Dans la suite, nous nous concentrons sur les effets ressentis par le pattern pour une périodicité spécifique de réseau et pour des ratios particuliers entre l'intensité du faisceau pattern et celle du faisceau lattice. Nous observons trois scénarios bien différents, illustrés ci-après.

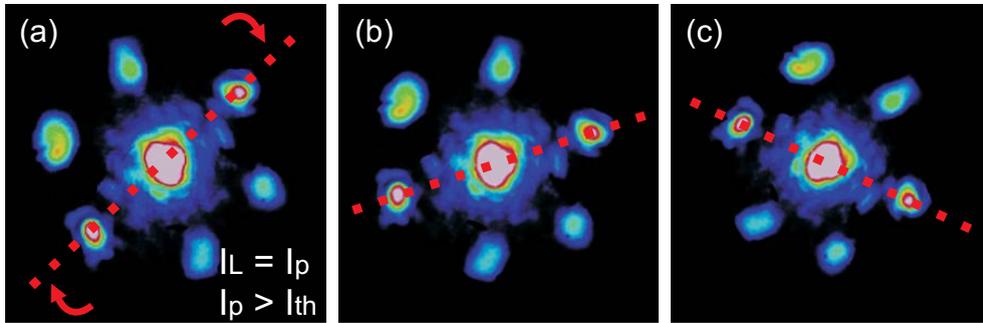


FIG. 3.10: (a)-(c) : différentes orientations du pattern suivant la position du lattice. La ligne en tirée rouge indique la position du lattice dans le plan transverse, les flèches, la direction de rotation du lattice.

### A : Verrouillage des modes

Le premier scénario est le cas où le vecteur d'onde ( $k_L$ ), correspondant à la diffraction du faisceau pattern sur le réseau, coïncide avec le vecteur d'onde de la structure hexagonale :  $k_L \simeq k_P$  (voir les deux points très lumineux situés sur les pointillés de la figure 3.10, intensités des faisceaux lattice et pattern étant équivalentes). Pour une direction arbitraire du réseau (lignes en pointillés dans la figure 3.10), et une intensité du faisceau pattern au-dessus du seuil d'apparition du pattern hexagonal ( $I_P > I_{th}$ ), nous voyons que l'hexagone se verrouille sur l'orientation du réseau. Nous avons vu dans les simulations que ce phénomène est observé également lorsque  $k_L \neq k_P$  ( $k_L = 2k_P$ , Fig. 3.7b)), ou encore expérimentalement sur la figure 3.9c), le lattice venant briser la symétrie de rotation du système. Néanmoins, un effet supplémentaire est observé lorsque  $k_L \simeq k_P$  : en changeant l'orientation du réseau, par simple rotation du masque d'amplitude (lat.- Fig. 3.8), nous observons, en temps réel, une rotation continue de l'hexagone suivant la nouvelle position imposée par le lattice (Fig. 3.10b-c). Cette rotation continue n'est pas observée pour d'autres combinaisons des vecteurs d'onde. On peut interpréter ce résultat comme une force d'attraction. Cette dernière est forte lorsque les composantes des vecteurs d'onde du lattice et du pattern sont proches, et faible dans le cas contraire : le pattern n'est plus "entraîné" par le lattice.

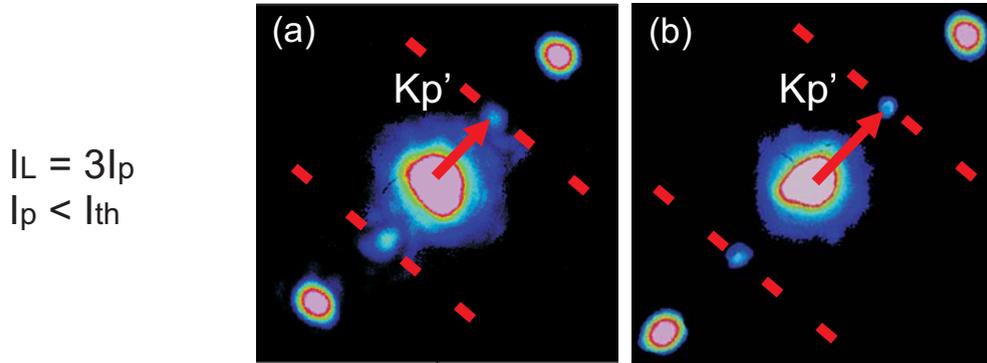


FIG. 3.11: Apparition de nouveaux modes patterns. Pattern 1D obtenu pour une intensité en-dessous du seuil de formation de l'hexagone, a)  $k_L \simeq 1.3k_P$  et b)  $k_L \simeq 2.2k_P$ .  $k_{P'}$  est le nouveau vecteur d'onde associé au nouveau pattern, localisé en bordure de zone de Brillouin,  $k_{P'} \simeq k_L/2$ .

Il faut noter que l'orientation du pattern dans son plan transverse dépend du bruit dans le système mais également de l'alignement des deux faisceaux contra-propageants. Si ces derniers ne sont pas correctement alignés, en raison du décalage de phase créé [166], le pattern peut subir une dérive sur son plan transverse et se choisir des orientations préférentielles, avec de possibles mouvements aléatoires autour des solutions. Ainsi, dans cette configuration, l'effet du réseau photonique permet non seulement de choisir une orientation de l'hexagone, mais également de stabiliser l'éventuel rotation de ce dernier. Notons que, pour n'importe quelle orientation du réseau, après l'extinction du faisceau lattice, l'hexagone reste inchangé dans sa dernière position durant une longue période. Cette observation suggère que l'orientation de la structure hexagonale dépend des conditions initiales du système. De plus, l'état métastable du pattern après avoir retiré le réseau photonique provient certainement du temps d'effacement du lattice, qui de part l'effet photoréfractif est relativement long.

### B : Forçage de nouveaux modes

Un autre scénario se produit dans une gamme de paramètres où le faisceau pattern ne domine plus la dynamique du système. Cette situation apparaît si on diminue l'intensité du faisceau pattern en dessous du seuil de forma-

tion de l'hexagone ( $I_P < I_{th}$ , Fig. 3.11). Dans ce cas, nous constatons que la présence de la périodicité du réseau peut induire une nouvelle solution ayant tendance à refléter la géométrie du réseau utilisé. Nous montrons un exemple de ce phénomène sur la figure 3.11a) lorsque la puissance du faisceau pattern est de 15mW. Le nouveau pattern est situé en bordure de la première zone de Brillouin ( $k_{P'} \simeq k_L/2$ ) et est animé par une dynamique oscillante. Cette dynamique peut être expliquée par la coexistence entre l'hexagone et le nouveau pattern, puisque rappelons qu'il est obtenu pour une valeur légèrement inférieure au seuil de l'hexagone. Le réseau de réflexion photoréfractif tend à attirer le système dans son mode fondamental (hexagone) alors que le réseau de transmission imposé par le lattice a tendance à forcer le système sur une autre géométrie. Ainsi, le processus de sélection du pattern peut être compris en considérant que la modulation de phase créée par le réseau sur le pattern, conduit à favoriser le mode induit, et en même temps supprime efficacement les hexagones qui sont observés en absence de modulation. En effet, le pattern à géométrie 1D disparaît au profit d'une forme hexagonale (avec  $k_P \neq k'_P$ ) si l'intensité du faisceau pattern est augmentée et atteint le seuil des hexagones.

Des effets similaires se produisent pour différentes périodicités du réseau pour former différents  $k_{P'}$  dépendant du nouveau seuil à acquérir et imposé par le lattice (Fig. 3.11b). Dans le cas précédent du verrouillage de modes, le même comportement a été observé lorsque l'intensité du faisceau pattern était inférieure au seuil de formation de l'hexagone. Notons que de tels modes ne sont pas présents sans rétro-action dans le système. Cela souligne que les nouveaux patterns formés sont issus du couplage non linéaire entre les faisceaux contra-propageants, mais soumis au forçage induit par le lattice. Enfin, ces phénomènes de créations de modes sont observés également en simulation, lorsque le système en présence du lattice n'a pas encore atteint l'état stationnaire ("Début MI", Fig. 3.7b), ou encore lorsque le seuil de couplage  $\Gamma$  est diminué en dessous du seuil nécessaire pour l'obtention de la solution hexagonale. Le résultat en régime stationnaire est alors identique à celui de la figure 3.7b) "Début MI" (régime transitoire).

### C : L'effet bande interdite

Dans cette partie, nous avons étudié le scénario où le réseau photonique joue le rôle d'inhibiteur de modes, en utilisant le concept de la bande interdite photonique. Pour ce faire, nous devons ajuster la périodicité du réseau tel que  $k_L \simeq 2k_P$  (Fig. 3.12a)). Dans ce cas, 2 spots de la structure hexagonale se trouvent exactement à la limite de la zone de Brillouin du lattice ( $k_L/2$ , Fig. 3.12a), intensités des faisceaux pattern et lattice étant comparables (cf. simulation Fig. 3.7b, "état stationnaire"). Dans notre cas, cette configuration veille à ce que les constantes de propagation des modes instables se retrouvent à l'intérieur de la bande interdite du réseau photonique (Fig. 3.6c-f). Si l'intensité du faisceau pattern est inférieure au seuil de formation des hexagones, nous pouvons observer les modes induits discutés plus tôt (Fig. 3.11a-b). Au-dessus du seuil hexagonal ( $I_P > I_{th}$ , Fig. 3.12(a,c)), nous n'observons que la coexistence entre le mode hexagonal et le réseau photonique comme le montrait la figure 3.9c) (correspondant au cas d'une périodicité arbitraire du réseau) et les simulations des figures 3.6d), 3.7b) ("état stationnaire"). Néanmoins, dans cette nouvelle combinaison de vecteurs d'onde, en augmentant l'intensité du faisceau lattice ( $I_L = 5I_P$ ), illustré par les deux spots lumineux extérieurs sur la figure 3.12b) (par rapport à ceux de la figure 3.12a), l'instabilité de modulation peut être supprimée dans la région de la bande interdite (Fig. 3.12b) : les spots correspondants disparaissent.

Comme nous avons vu précédemment dans les simulations (Fig. 3.6e-f), 3.7c), "état stationnaire"), si la profondeur de modulation de l'indice de réfraction est suffisante (ce qui est assuré dans notre expérience en augmentant l'intensité du faisceau lattice), la bande interdite correspondant au lattice empêche la croissance des instabilités aux constantes de propagation situées à l'intérieur de la bande (Fig. 3.12b).

Qualitativement, le même effet se produit si 4 spots de l'hexagone chevauchent la région de la bande interdite. Pour répondre à cette attente, nous pivotons le masque d'amplitude et ajustons sa périodicité de telle sorte que  $k_L \simeq \sqrt{3}k_P$  (Fig. 3.12c). Une nouvelle fois, nous observons la suppression des modes du pattern (Fig. 3.12d). Il faut noter que dans ce cas de figure, le lattice est inscrit progressivement dans le cristal photoréfractif, après que le pattern

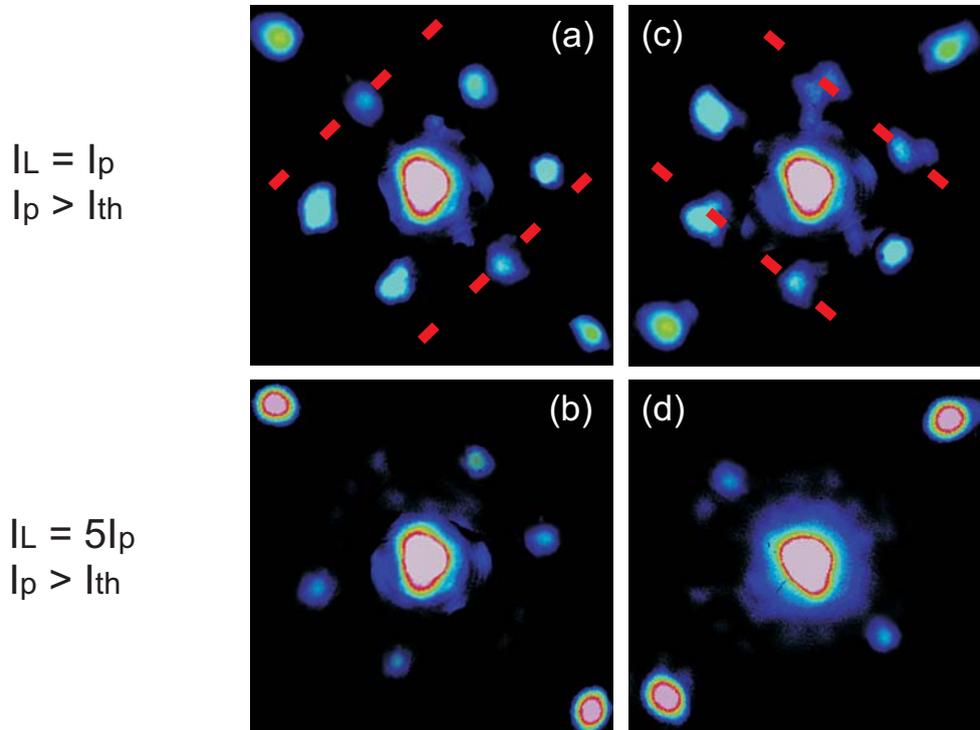


FIG. 3.12: Suppression des modes du pattern par effet de bande interdite. (a, b) Suppression des instabilités pour  $k_L \simeq 2k_P$ . (c, d) Suppression des instabilités pour  $k_L \simeq \sqrt{3}k_P$ .

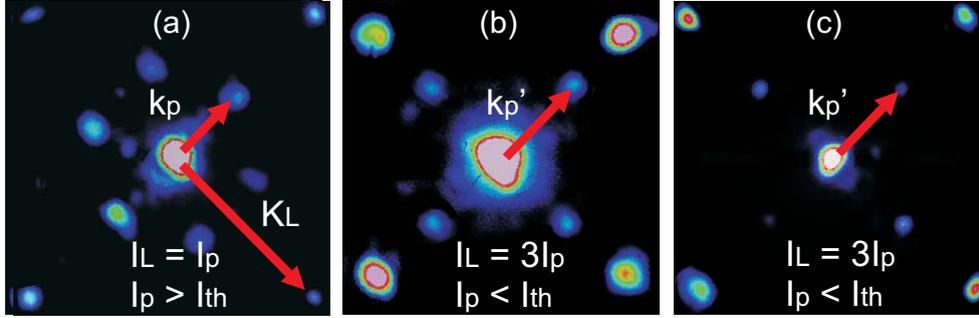


FIG. 3.13: a) Coexistence entre la solution pattern et un lattice 2D tel que  $k_L \simeq 2.4k_{P(\text{hexagone})}$ . b,c) Création de modes à géométrie carrée, en utilisant l'inscription d'un lattice photonique 2D de forme carrée tel que  $k_L \simeq 1.7k_{P(\text{hexagone})}$  en b) et  $k_L \simeq 2.4k_{P(\text{hexagone})}$  en c).  $k_{p'}$  est le nouveau vecteur d'onde associé au nouveau pattern 2D tel que  $k_{p'} \simeq 2k_L$ .

hexagonal soit formé et stabilisé dans le système. Dans le cas contraire, la suppression de spots n'aurait pas été possible car le lattice forcerait l'orientation du pattern (selon l'axe du lattice, Fig. 3.11, 3.12a)), et aucun spot du pattern hexagonal ne chevaucherait la bande interdite.

#### D : Lattice 2D

Les différents résultats dans les parties précédentes ont été obtenus à l'aide d'un lattice photonique à une dimension. Toutefois, il est intéressant de tester également la possibilité de contrôler les modes du système en 2D. Ainsi, disposant de masques d'amplitude 2D à 3 pas différents (présentant tous une géométrie carrée), nous avons tenté de contrôler le pattern dans notre système.

Afin d'observer la rotation en temps réelle ou l'inhibition des modes par effet bande interdite, nous avons vu que les conditions essentielles étaient pour le premier cas, que le vecteur d'onde du réseau lattice coïncide avec le vecteur d'onde du pattern ( $k_L \simeq k_P$ ), et, dans le second cas,  $k_L \simeq 2k_P$  ou  $k_L \simeq \sqrt{3}k_P$ . Malheureusement, les différents pas de nos masques d'amplitude ne nous ont pas donné accès à la gamme de vecteurs d'onde du réseau nécessaires pour observer de tels comportements. En revanche, la création des nouveaux modes ne nécessitant pas de périodicité particulière du réseau, les figures 3.13b-c) montrent, pour différentes périodicités, la formation de deux modes instables

en réponse à la géométrie du réseau photonique utilisé, ici de forme carrée. Une fois encore, si l'intensité du faisceau pattern est élevée au-dessus du seuil de formation des hexagones ( $I_P > I_{th}$ ), le motif carré disparaît au profit d'un hexagone (Fig. 3.13a).

### 3.3.3 Conclusion

En conclusion, nous avons théoriquement et expérimentalement montré la possibilité de contrôler la formation de structures spatiales dans un système à simple rétro-action optique, en tirant parti de la présence d'un réseau périodique photonique (appelé "lattice photonique").

Nous synthétisons et unifions les différents scénarios examinés ci-dessus avec l'aide de la courbe qualitative décrite sur la figure 3.14. La courbe représente l'intensité de la structure hexagonale  $I_{hex}$  (lorsque la tache centrale est supprimée) par rapport à l'intensité du faisceau pattern  $I_P$ , soit sans (trait plein) ou avec le réseau photonique (ligne pointillée). En différents points de la courbe, nous avons placé les différents résultats que nous avons observés expérimentalement, tous obtenus pour différents paramètres de contrôle tels que le rapport d'intensité entre le faisceau pattern et lattice, les amplitudes des vecteurs d'onde du lattice par rapport à ceux du pattern et l'intensité du faisceau pattern par rapport à l'intensité de seuil d'apparition de l'hexagone.

Légèrement au-dessus de ce seuil, une suppression des modes instables se produit lorsque une partie de l'hexagone est située dans la région de la bande interdite du réseau photonique induit. De nouvelles symétries de pattern peuvent également être formées en dessous du seuil de formation de la structure hexagonale. Un contrôle, en temps réel, de l'orientation du pattern, peut être réalisé lorsque le vecteur d'onde du réseau et celui de l'hexagone ont même amplitude.

La création de nouveaux patterns, la suppression de l'instabilité de modulation, et le contrôle de l'orientation de l'hexagone dans son plan transverse, sont possibles par la présence du lattice photonique induisant une périodicité de l'indice de réfraction dans le milieu non linéaire.

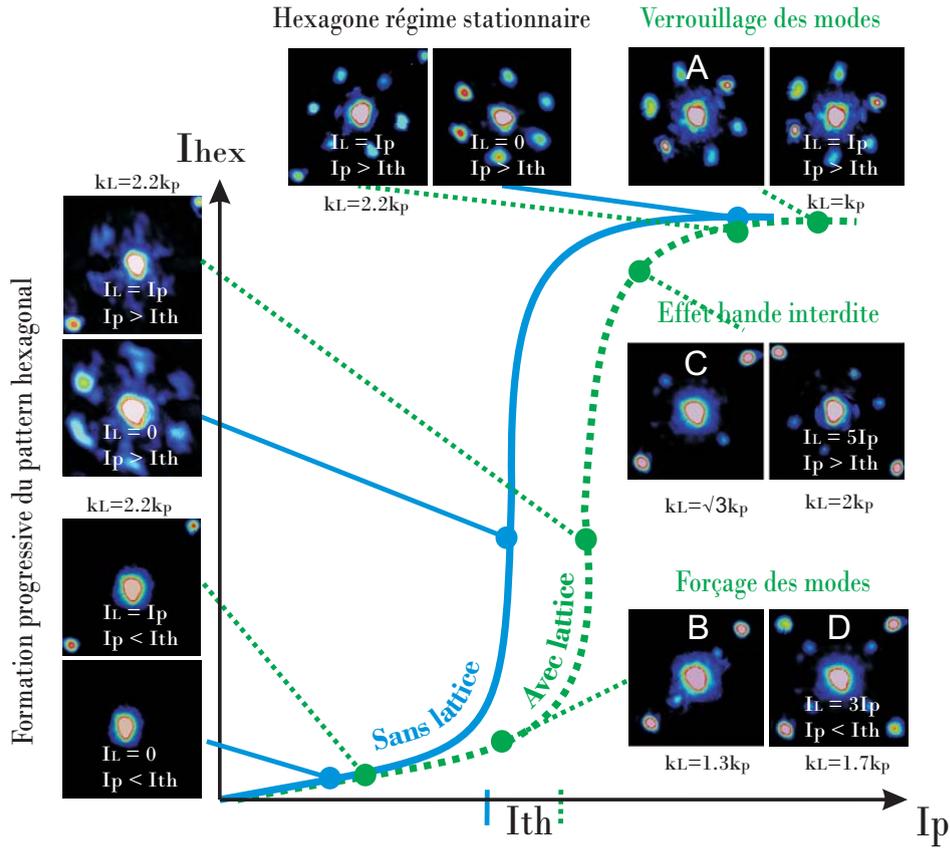


FIG. 3.14: Courbe qualitative représentative des différents états patterns observés, avec et sans lattice photonique. La ligne en pointillés verte représente le processus de formation de structures avec le lattice ; la ligne bleue en trait plein sans le lattice. Cas A, B, C, D sont liés aux résultats obtenus dans les sections correspondantes.  $I_p$  est l'intensité du faisceau pattern,  $I_{hex}$  est l'intensité de la structure hexagonale sans la tache centrale. Les seuils d'intensité pour l'obtention de la structure hexagonale avec et sans le réseau photonique sont donnés par  $I_{th}$ . Étant différents suivant la profondeur de modulation de l'indice, ces seuils sont placés arbitrairement sur la figure.



## Chapitre 4

# Effet d'une dérive transverse sur la formation de patterns



*Cette partie propose maintenant une étude sur le contrôle de la dynamique des structures lumineuses apparaissant lorsque la symétrie d'inversion du système est rompue, en particulier lorsqu'une dérive transverse est présente dans le système, en absence de lattice photonique. Dans notre dispositif expérimental, une simple inclinaison du miroir servant à la rétro-action peut créer cette dérive et conduire à des phénomènes intéressants tels que : la formation de nouveaux patterns et de nouvelles dynamiques entretenues par le bruit, une inversion de la vitesse de phase des instabilités formées. Nous développerons, dans un premier temps, les ingrédients nécessaires à l'obtention de telles dynamiques avant d'en observer leurs comportements dans notre montage expérimental. Les résultats sont issus de la référence [167].*





*Pablo Picasso, La dame au beret rouge - 1974*



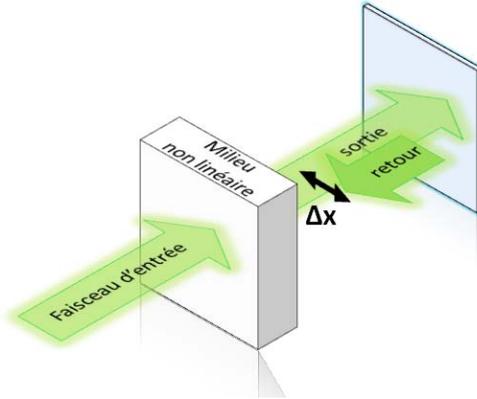


FIG. 4.1: Schéma représentant un milieu non linéaire soumis à une rétro-action optique non locale. L'état du faisceau aller en un point  $x$  de la face de sortie du milieu est corrélé au faisceau retour au point  $x + \Delta x$ . La quantité  $\Delta x$  provient d'une inclinaison du miroir suivant la direction  $x$ .

## 4.1 Les différentes dynamiques en présence d'advection

La sélection de patterns implique intrinsèquement une rupture spontanée de la symétrie de rotation dans le système (Fig. 2.8). L'anisotropie propre à l'effet photoréfractif que nous avons traitée dans les chapitres précédents (Fig. 2.2), induit d'ores et déjà une brisure de symétrie<sup>1</sup>, même si nous avons vu que cette brisure est très faible dans la géométrie à réseaux de réflexion utilisée pour créer les patterns. Une brisure de symétrie supplémentaire et intentionnelle, qui serait créée par une influence extérieure sur la symétrie de l'espace, permettrait aussi de modifier la géométrie des patterns qui se forment. Dans cet esprit, une rupture au niveau de la symétrie de réflexion s'est avérée être un processus efficace de sélection de nouveaux patterns, processus principalement réalisé dans différents milieux à effet Kerr [117, 119, 168, 169, 170, 171]. Une telle rupture se produit si le faisceau retour est incliné dans le

<sup>1</sup>Le gain des faisceaux satellites est légèrement différent de part et d'autre du faisceau de pompe.

système, donnant lieu à un couplage non local entre les faisceaux aller et retour (Fig. 4.1), connu encore comme étant un phénomène d'advection. De manière générale, l'advection n'est que le transport d'une quantité par un courant. Un exemple d'advection est le transport de matières polluantes par le flux d'une rivière. En météorologie et en océanographie, l'advection se réfère surtout au transport horizontal de certaines propriétés par les fluides considérés, dont le transport par le vent ou les courants : advection de vapeur d'eau, de chaleur, de salinité. On trouve encore des effets d'advection en géologie conduisant à des courants mieux connus sous le nom de courants de convection (dans le magma terrestre par exemple). Enfin, des mouvements de convection ont été également observés en chimie, dans les cellules de Rayleigh-Bénard. [32, 33].

Pour revenir aux systèmes optiques affichant des patterns, nous verrons que ces derniers subiront des comportements différents en présence d'advection, non seulement sur leurs géométries, mais également sur leurs dynamiques. En effet, lorsqu'une brisure de symétrie est présente dans un système, ce dernier devient très sensible aux conditions initiales. L'instabilité de modulation qui se développe peut alors se diviser en deux catégories [115, 172] :

- Instabilité de modulation *convective* : entretenue par le bruit du système,
- Instabilité de modulation *absolue* : entretenue par la dynamique du système.

#### 4.1.1 Le convectif et l'absolu

Fondamentalement, dans le régime dit *convectif*, une perturbation naissant sur une solution homogène sera transportée par le phénomène d'advection, si bien que le système reviendra à la solution homogène initiale : dans ce régime aucune instabilité naissante ne pourra donc conduire à la formation de patterns. En revanche, dans le régime dit *absolu*, une perturbation apparaissant localement pourra rivaliser avec le courant d'advection, de sorte que le système atteigne un état pattern (un exemple issu du trafic routier est illustré sur la figure 4.2, partie suivante). Le passage d'un régime à l'autre se produit

en jouant sur différents paramètres du système. Néanmoins, il a été montré que le régime convectif, où aucun pattern n'est attendu, peut afficher des états organisés si l'on prend en compte le bruit présent dans le système. Ainsi, des structures macroscopiques, entretenues par le bruit, peuvent être formées suite à l'amplification dans des directions préférentielles des perturbations produites par le bruit microscopique : c'est l'apparition *d'instabilités dites convectives* [173].

Les effets d'advection conduisant à des instabilités de type convectives (entretenu par le bruit) ont d'abord été modélisés par des termes de dérive (approximés par des gradients) dans les équations gouvernant les différents systèmes [173]. Cette approche était néanmoins uniquement valable pour de petits décalages du faisceau contra-propageant ( $\Delta x$  faible, Fig. 4.1). Dans le cas plus général où de grands décalages sont autorisés, il a été démontré que traiter les équations des systèmes par des termes de couplages non locaux, ouvrirait un plus grand nombre de paramètres où des patterns entretenus par le bruit devraient exister. Dans ces cas d'étude, on parle souvent de "non-localité à deux points" [19, 174]. La notion de non-localité est fondamentale dans l'étude de la réponse des matériaux en présence d'effets de transport [175, 176]. De plus, la non-localité est omniprésente lorsqu'une onde issue d'un milieu est réfléchi sur elle-même par un miroir (Fig. 4.1), couplant ainsi n'importe quel point  $x$  de l'espace avec le point  $x+\Delta x$ , de par le défaut d'alignement inévitable dans tous systèmes à rétro-action optique [117, 119].

De toute évidence, les deux modèles (non localité et gradient) contribuent à l'étude des instabilités convectives, et bien que beaucoup d'études théoriques ont été réalisées sur ce sujet, ce n'est que récemment que des régimes convectifs ont été observés expérimentalement. Cette expérience était réalisée dans un système à simple rétro-action optique composé d'un milieu à effet Kerr [119, 177]. Des études numériques sur un système temporel composé d'une cavité en anneau à fibre optique [118] et des travaux théoriques utilisant des lasers à rétro-actions non locales [178] ont fourni également les preuves de l'existence de tels phénomènes convectifs. Enfin, en dehors de l'optique, des régions d'instabilités convectives ont été prédites et observées en hydrodynamique [114, 179], en physique des plasmas [115], et en biochimie [180].

### 4.1.2 Quelques applications

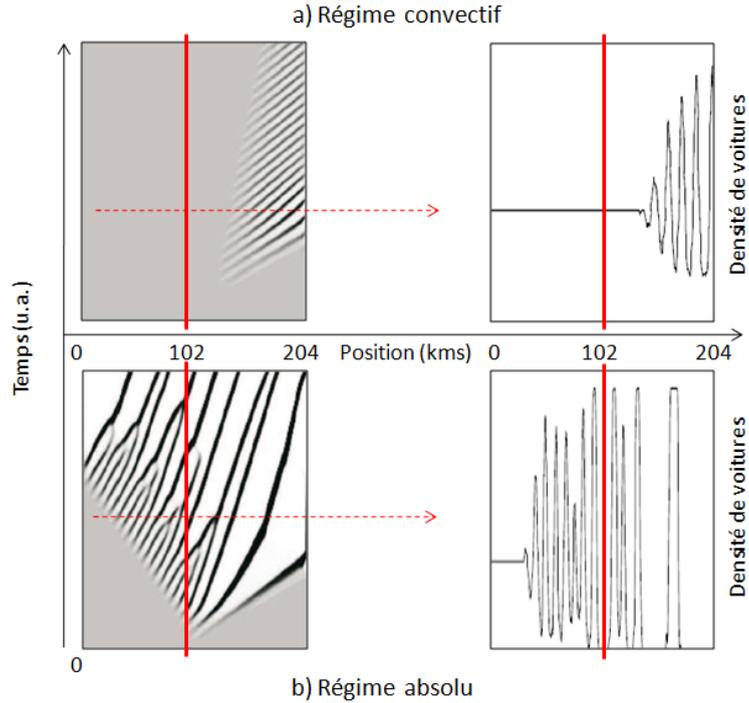


FIG. 4.2: Extrait de [116]- Effet accordéon observé dans la densité du trafic routier, créé par une perturbation à  $t = 0$  au kilomètre 102. (a) Instabilité convective, la perturbation disparaît pour un temps suffisamment long. (b) Instabilité absolue, la perturbation envahit tout l'espace.

D'un point de vue fondamental, lorsque la symétrie de réflexion est brisée, il est nécessaire d'étudier la croissance, à la fois temporelle et spatiale des perturbations dans le système, ainsi que l'étalement de l'instabilité. Cette dernière dépend de son taux de croissance mais aussi de la vitesse d'entraînement du courant de dérive créé par la brisure de symétrie [177]. En d'autres termes, lorsqu'une perturbation croît dans le temps et l'espace, deux situations sont possibles : soit la dérive l'emporte sur l'accroissement spatial et l'instabilité est rejetée hors des limites spatiales du système (régime convectif) ; soit l'instabilité croît assez vite pour dominer la dérive et envahir l'intégralité de l'espace

disponible (régime absolu). Pour rendre concret cette discussion, attardons nous sur une situation de la vie courante qui présente de tels régimes et qui n'est autre que le trafic routier. Cette discussion s'appuie sur un travail réalisé par N. Mitarai et H. Nakanishi publié en 2000 [116]. Dans l'étude, on considère un système mono-dimensionnel composé d'une route sur laquelle roulent des voitures. L'état d'équilibre stationnaire de ce système est une file de voitures régulièrement espacées les unes des autres et roulant à la même vitesse. En choisissant comme variable la densité linéique de véhicules, cette solution est homogène. Si maintenant un conducteur fait un petit écart de conduite (accélération ou décélération), les autres automobilistes vont devoir réagir en conséquence. Deux situations peuvent alors se présenter (dépendant à la fois de l'espacement entre les voitures et de leur vitesse) : soit cette perturbation n'a pas d'influence sur le trafic total auquel cas l'ensemble du système retourne dans son état stationnaire uniforme (système stable), soit cette perturbation se répercute sur les voitures voisines et s'étale dans l'espace. Dans ce dernier cas, la solution stationnaire n'est plus stable par rapport aux petites perturbations, et une instabilité apparaît sous la forme d'une modulation spatiale de la densité de voitures : c'est "l'effet accordéon". Le trafic est alors perturbé mais les véhicules continuent à avancer. Les travaux de Mitarai et Nakanishi ont montré que si une zone d'accordéon apparaît, elle s'élargit toujours dans l'espace mais deux types de comportement peuvent être distingués en fonction des deux paramètres du système : vitesse et espacement. Ces deux régimes sont illustrés sur la figure 4.2 où le conducteur distrait crée la perturbation au kilomètre 102 de la route. Dans le premier cas, l'effet accordéon se déplace dans le sens de la marche (tout en s'étalant) de telle manière que le trafic redevient normal à la borne 102 (Fig. 4.2a). Aux temps longs, l'effet accordéon a totalement disparu : c'est l'instabilité convective. Dans le deuxième cas, illustré sur la figure 4.2b, l'accordéon envahit l'espace plus vite qu'il n'avance si bien qu'aux temps longs l'intégralité des 204kms de la route est perturbée : c'est l'instabilité absolue. Comme le montre cet exemple, un système peut présenter différents types d'instabilités affichant des signatures caractéristiques.

En optique, les boucles de rétro-action sont généralement mises en place afin de mieux contrôler les systèmes et de limiter la croissance du bruit, souvent

considéré comme parasite dans les expériences. En revanche, dans les papiers cités jusqu'à présent, les rétro-actions ont été principalement utilisées pour l'étude fondamentale des propriétés de fluctuations des systèmes non linéaires, lorsque des instabilités convectives sont intrinsèquement induites. Afin de souligner le fait que l'observation et le contrôle d'instabilités convectives sont non seulement fondamentalement intéressants, mais aussi extrêmement utiles, une expérience récente [181] montre qu'une rétro-action non locale a été utilisée afin de supprimer des structures bruitées, causées par un terme de dérive dans les équations d'un laser à électrons libres.

### 4.1.3 Notion de bruit

Pour mettre en évidence les instabilités convectives ou absolues, il suffit d'appliquer localement une perturbation au système et d'observer la réponse de ce dernier. C'est la démarche suivie en hydrodynamique, en physique des plasma... Par contre, certains dispositifs expérimentaux possèdent un niveau de bruit non négligeable devant la perturbation locale à appliquer, ce qui a pour effet d'ajouter de manière continue des perturbations au système, en espace et en temps. C'est exactement le cas des cristaux photoréfractifs utilisés dans nos expériences et connus pour être fortement bruités.

Le bruit trouve ici son origine dans les défauts présents à la surface et au sein même du cristal : on le qualifiera donc de bruit spatial. De plus, les impuretés présentes dans le cristal vont constituer une source additionnelle de bruit, surtout lors de la formation du pattern, par le biais des processus photoréfractifs de photo-excitation des charges et de désexcitation. Enfin, le processus aléatoire d'excitation thermique peut causer une source supplémentaire d'excitation des charges, et donc une nouvelle source de bruit.

## 4.2 Application d'une dérive au système photoréfractif simple feedback

Dans les parties suivantes, nous examinons expérimentalement les différents effets liés à la présence d'une dérive transverse dans notre système. Certains de

ces effets ont été rapportés en optique dans des matériaux à effet Kerr [119, 177, 182, 183] et dans des configurations proches de notre montage expérimental. Néanmoins, la non linéarité photoréfractive et l'épaisseur non négligeable de notre cristal constituent un système différent et nouveau dans ce domaine. Nous examinerons tout d'abord les différentes géométries de patterns que nous avons obtenues ainsi que leurs vitesses de dérive, avant de considérer leurs dynamiques de formation.

#### 4.2.1 Montage expérimental

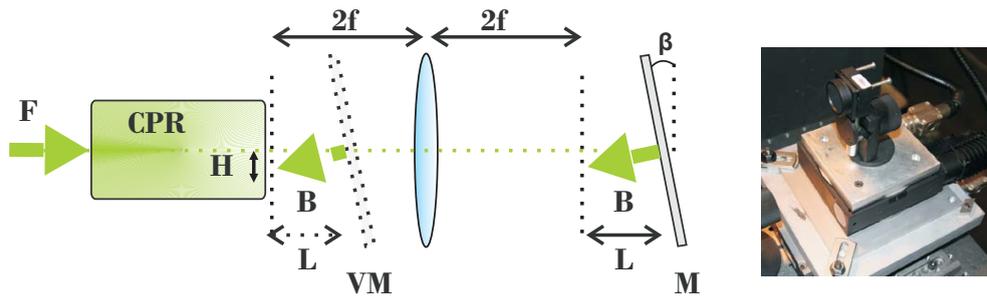


FIG. 4.3: Schéma du montage soumis à un phénomène d'advection.  $\beta$  représente l'angle d'inclinaison du miroir,  $H = L \cdot \sin(\beta)$  est exprimé en micromètres et indique le décalage transverse entre l'onde aller  $F$  et l'onde retour  $B$ ,  $M$  : miroir,  $VM$  : miroir virtuel,  $CPR$  : cristal photoréfractif de Tytanate de Baryum.

Afin d'observer ces nouveaux effets, comme nous l'avons vu, il est nécessaire d'introduire un désalignement volontaire entre le faisceau aller et le faisceau retour dans notre système. Pour ce faire, le miroir servant à la rétro-action a été monté sur un second moteur pas à pas (Fig. 4.3). Ainsi, en plus du réglage concernant la distance du miroir par rapport au cristal ( $L$ , Fig. 4.3), il est désormais possible de régler précisément son inclinaison suivant les directions  $x$  ou  $y$ , les autres parties du montage restant identiques au schéma de la figure 2.6. Cette inclinaison donne lieu à un décalage transverse  $H = L \cdot \sin(\beta)$  sur la face de sortie du cristal (Fig. 4.3).

## 4.2.2 Résultats expérimentaux

Pour les expériences qui vont suivre, nous avons choisi arbitrairement d'induire un décalage transverse  $H$  suivant la direction  $y$ , couplant ainsi tout point  $y$  du faisceau aller sur la face de sortie du cristal, au point  $y + H$  pour le faisceau retour.

### Nouvelles géométries de patterns

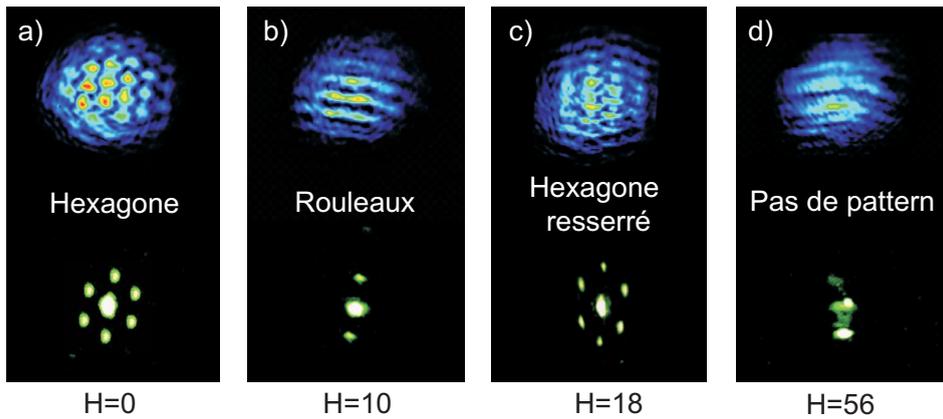


FIG. 4.4: Différents patterns obtenus pour différents décalages transverse  $H$  (en  $\mu\text{m}$ ) et pour un miroir virtuel placé en dehors du cristal ( $L \approx 1\text{mm}$ ). L'intensité du faisceau pattern est fixée largement au-dessus des seuils de formation des différents patterns. Ces seuils sont légèrement différents de celui du pattern hexagonal en  $H=0$ . Images du haut : champ proche, du bas : champ lointain.

Dans cette première analyse, nous constatons que pour un miroir virtuel situé à l'extérieur du milieu non linéaire et en absence d'effet d'advection ( $H = 0$ ), le système affiche, comme attendu, un pattern de forme hexagonale (Fig. 4.4a). En augmentant le décalage transverse, nous observons successivement différents patterns passant de bandes horizontales (rouleaux, Fig. 4.4b)), à un hexagone resserré (Fig. 4.4c), et finalement à un état où aucun pattern n'est clairement identifiable, bien que des réminiscences du pattern en forme de rouleaux sont encore présentes en champ proche (Fig. 4.4d).

Toutefois, un changement de scénario apparaît lorsque le miroir virtuel

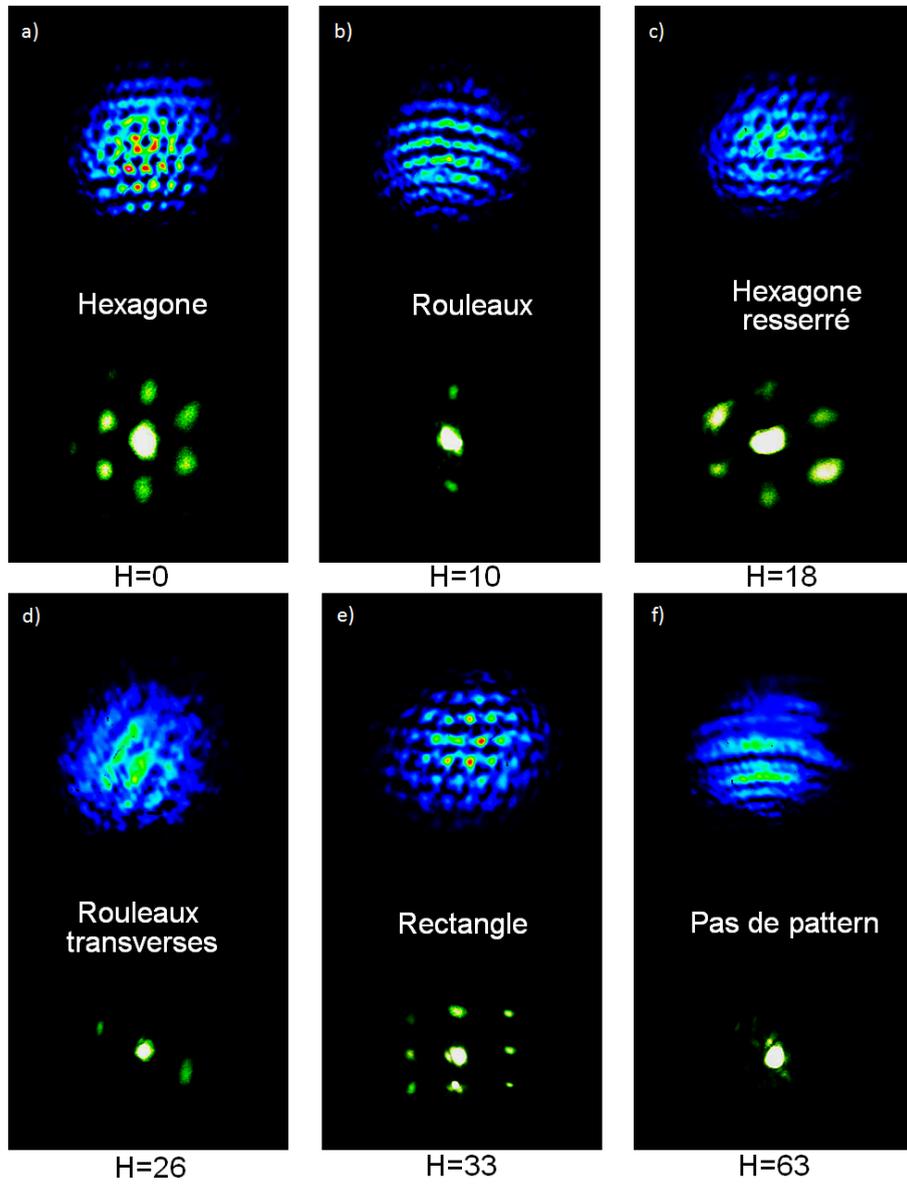


FIG. 4.5: Différents patterns obtenus pour différents décalages transverse  $H$  (en  $\mu\text{m}$ ) et pour un miroir virtuel placé à l'intérieur du cristal ( $L \approx 2\text{mm}$ ). L'intensité du faisceau pattern est fixée largement au-dessus des seuils de formation des différents patterns. Ces seuils sont légèrement différents de celui du pattern hexagonal en  $H=0$ . Images du haut : champ proche, du bas : champ lointain.

est situé à l'intérieur du cristal. En partant d'une situation identique à la précédente, c'est-à-dire en absence de décalage transverse ( $H = 0$ , Fig. 4.5a)), nous identifions encore et toujours un pattern hexagonal. Puis, pour différents décalages, nous découvrons des patterns similaires à la situation où le miroir était à l'extérieur bien que deux nouveaux patterns soient identifiés, à savoir : les rouleaux transverses et la forme rectangulaire (Fig. 4.5d,e). Rappelons que des phénomènes similaires ont déjà été observés dans les figures 2.9 et 2.10, mais dans une configuration différente puisque le décalage transverse était égal à 0. La position du miroir était variée longitudinalement dans la zone "multi-patterns" située à l'intérieur du cristal, tout en veillant à conserver la colinéarité entre les faisceaux aller et retour. Dans le cas étudié ici, les différents patterns sont obtenus en changeant l'angle du miroir (brisure de la symétrie de réflexion) lorsque le miroir virtuel est à une position fixe à l'intérieur de la zone multi-patterns.

En changeant la position du faisceau retour, le recouvrement des faisceaux contra-propageants est différent. Ceci induit une nouvelle géométrie des réseaux dans le système, et conduit à une légère modification du gain photoréfractif. De plus, en raison du décalage transverse imposé, la phase relative des vecteurs d'onde aller et retour est fortement affectée. La sélection et l'amplification d'autres vecteurs d'onde s'opèrent, conduisant à la naissance de patterns possédant une géométrie différente de celle hexagonale dans le cas colinéaire. Enfin, contrairement à beaucoup d'autres systèmes optiques affichant des patterns, le milieu photoréfractif n'est pas un milieu fin, mais épais. En raison de la propagation non linéaire de la lumière dans le milieu, des effets non locaux supplémentaires doivent être pris en compte, ce qui complique le traitement théorique et expérimental de ce système. Ces conditions pourraient conduire à des nouvelles géométries de patterns observées lorsque le miroir est à l'intérieur du milieu.

### **Structures entretenues par le bruit**

Un autre état particulier est observé sur la figure 4.6. Il est obtenu pour une grande valeur du paramètre  $H$  ( $H=100\mu m$ ) et ne dépend pas particulièrement de l'intensité du faisceau pattern. Il fait suite à la zone où aucun pattern n'était

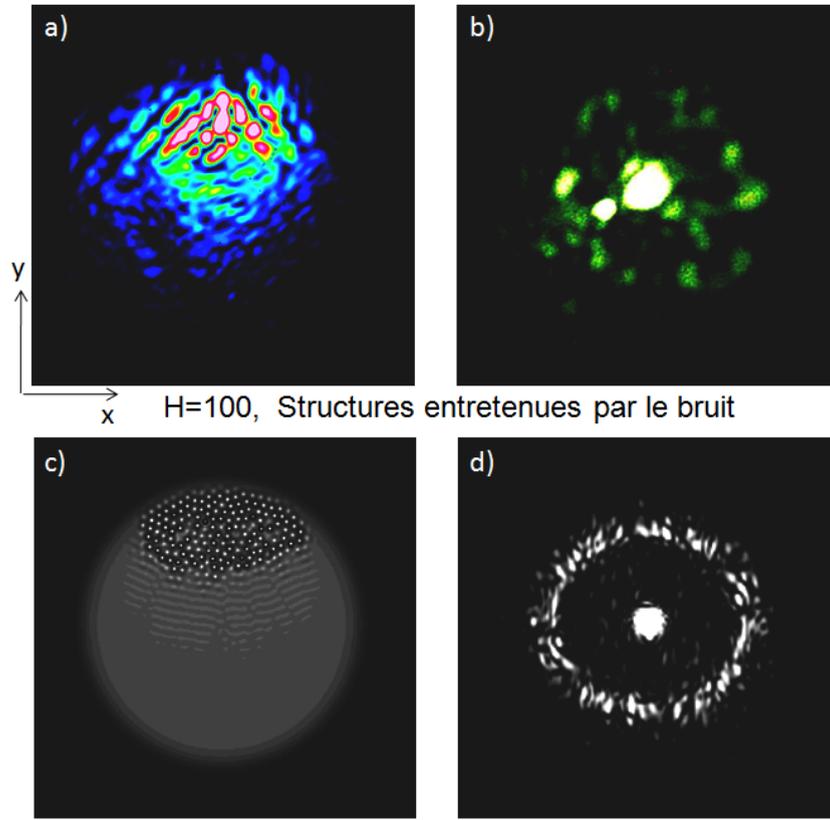


FIG. 4.6: Observation de structures entretenues par le bruit pour un décalage transverse  $H = 100\mu\text{m}$  selon la direction  $y$ . a) Champ proche, b) Champ lointain. c-d) Figures extraites de la référence [184].

observable (Fig. 4.5f,  $H=63\mu\text{m}$ ). Cet état pour le moins désordonné est situé en bordure de la zone de formation des patterns et dans la direction du flux imposé par l'advection (ici  $y$ ), c'est-à-dire vers le haut sur la figure 4.6a). Les structures qui s'affichent ne semblent pas être fortement corrélées les unes aux autres si l'on tient compte du champ lointain (Fig. 4.6b) : nous observons une zone de modes instables ou des spots bruités décrivent une forme pouvant ressembler à un hexagone. Ce comportement a été prédit théoriquement [184] dans un système simple feedback composé d'un milieu Kerr fin. Il correspond à des structures définies comme entretenues par le bruit du système et observées pour de grandes valeurs de décalages transverses (Fig. 4.6c,d).

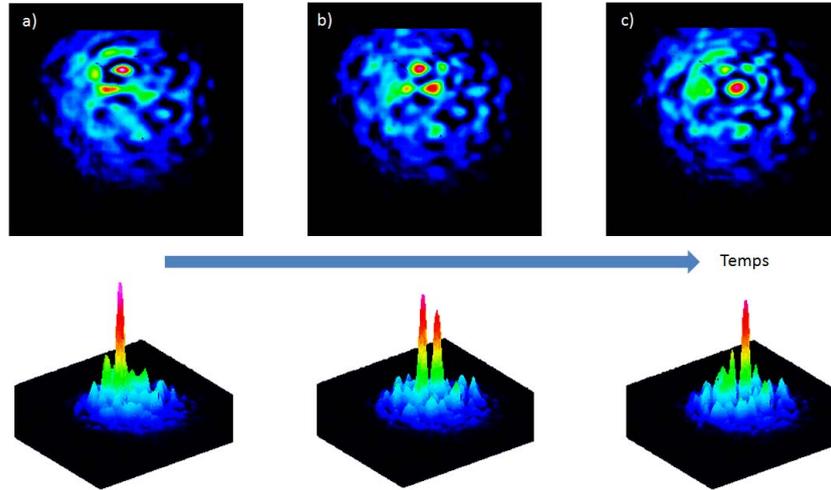


FIG. 4.7: Compétition entre des structures localisées observées pour un décalage transverse  $H=80$  microns et pour un miroir virtuel placé à l'intérieur du cristal ( $L \approx 2\text{mm}$ ). Seconde ligne, profil 3D correspondant.

Il a été également observé, en présence de forts effets d'advection (pour des  $H$  élevés) et de fortes puissances du faisceau de pompe, que le système est capable d'afficher des structures identiques à celles observées sur la figure 4.6, mais néanmoins beaucoup plus localisées et isolées, pouvant atteindre des intensités très élevées jusqu'à 10 fois supérieures (en rouge, Fig. 4.7) à l'intensité de fond (en bleue, Fig. 4.7). Il semble également qu'un échange d'énergie s'opère entre les structures localisées qui se forment (Fig. 4.7a,c). Toutes ces observations n'ont pas encore trouvé d'explication mais nos résultats suggèrent qu'elles sont la conséquence d'une brisure de la symétrie de réflexion engendrée par l'effet d'advection. De ce fait, compte tenu des fortes intensités qui accompagnent la formation de ces structures, elles pourraient être la signature d'ondes scélérates [185], fortement étudiées ces dernières années dans les systèmes temporels [186], naissant du bruit et apparaissant lorsqu'un paramètre du système vient briser la symétrie de réflexion du milieu.

### Vitesse de phase du pattern

Voyons désormais les vitesses de dérive associées à ces patterns. Le profil transverse de chaque pattern, observé en présence d'un effet d'advection (Figs. 4.4, 4.5), se propage le long de la direction du décalage transverse imposé, avec une vitesse de groupe transverse (vitesse du maximum dans l'enveloppe pattern) positive et généralement croissante avec  $H$ . En fait, chaque pattern existe pour une plage de paramètres  $H$ , et dans cette gamme de paramètres, les vitesses de groupes transverses augmentent avec  $H$  jusqu'à ce qu'un autre état pattern soit atteint. Néanmoins, même si la propagation de l'enveloppe du pattern est orientée vers la direction du décalage transverse, la vitesse de

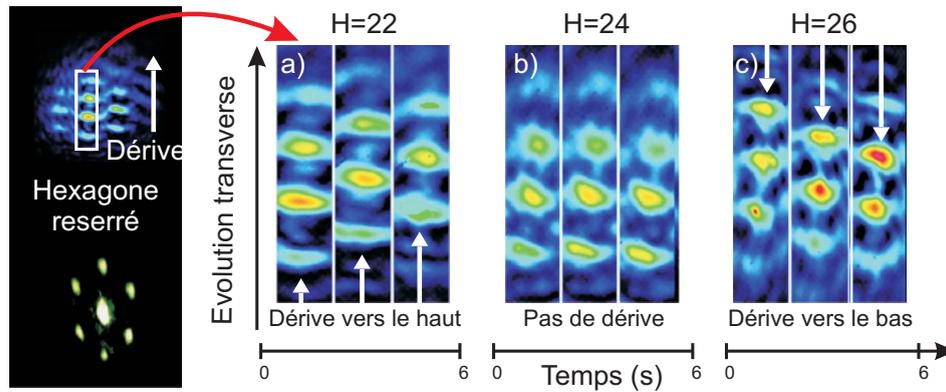


FIG. 4.8: Evolution temporelle du profil transverse de l'hexagone resserré obtenu dans la figure 4.4c). De la gauche vers la droite, pattern dérivant et passant d'une vitesse de phase transverse  $v \simeq +\pi/3 \text{ rad.s}^{-1}$  (a), à 0 (b), puis à une valeur négative  $v \simeq -\pi/3 \text{ rad.s}^{-1}$  (c), pour différents décalages transverse  $H$ . La direction de la vitesse de groupe peut être identifiée en suivant le maximum en intensité des éléments du pattern. En a) et c), le maximum dérive vers le haut, dans le sens du décalage transverse imposé.

phase, ici définie comme étant la vitesse des spots constitutifs du pattern, peut être positive, négative et même égale à zéro. Cette propriété remarquable et non intuitive signifie que les éléments de la structures peuvent dériver vers le haut, vers le bas, ou se stabiliser, en fonction de  $H$  [19, 177]. Nous montrons un exemple de ce phénomène dans notre système (Fig. 4.8), pour l'hexagone resserré obtenu dans la figure 4.4c). Dans la gamme des paramètres  $18 < H < 30$  où ce pattern apparaît, nous constatons que l'enveloppe du pattern, as-

sociée à la vitesse de groupe transverse, suit la direction du décalage imposé par l'orientation du miroir (évolution du spot d'intensité maximal, Fig. 4.8a). Concernant la vitesse de phase, celle des éléments du pattern, lorsque  $18 < H < 23$ , cette dernière est dirigée dans la même direction que le décalage transverse : les vitesses de phase et de groupe sont positives (Fig. 4.8a)). Ensuite, pour une valeur particulière de  $H$  ( $H = 24$ , Fig. 4.8b)), le pattern se stabilise (vitesse de phase nulle) avant de dériver dans l'autre direction pour  $H = 26$  micromètres, bien que le décalage soit toujours imposé dans la direction opposée : la vitesse de phase est désormais négative (Fig. 4.8c). Des effets similaires se produisent pour les autres patterns apparaissant dans notre système sous advection.

Ce système offre donc la possibilité, non seulement de sélectionner des structures patterns aux géométries différentes, mais également de générer des structures stationnaires, malgré la présence d'une dérive. Pour expliquer qualitativement ce phénomène, reportons-nous au nouveau schéma de l'effet Talbot (Fig. 4.9). Il représente le décalage transverse ( $H$ ) suivant la direction  $x$ , d'une onde retour modulée en amplitude (MA), par rapport à une onde incidente modulée en phase (MP) [187]. On remarque sur les figures 4.9b) et 4.9d) (représentatives de la figure expérimentale 4.8b)), que pour un certains  $H$ , les ondes aller et retour se superposent en phase ou en opposition de phase ( $MP \rightarrow -MA$  ou  $MP \rightarrow +MA$ ). D'après l'effet Talbot vu au chapitre 1 (Fig. 1.5), cette configuration donne une amplification maximale non décalée de la variation non linéaire de l'indice. Sur le schéma, la périodicité spatiale est notée  $\Lambda$ . Ainsi, dès que le décalage  $H$  est un multiple de la demi-périodicité spatiale  $\Lambda$ ,  $H = m\Lambda/2^2$ , les ondes aller et retour se superposent et le pattern ne dérive plus. Par conséquent, la structure est stationnaire (vitesse de phase égale à 0). Dans les deux autres cas (a) et (c), l'amplification est maximale là où les courbes MP/MA se croisent (tirets verticaux sur le schéma), c'est-à-dire décalée par rapport à la modulation initiale. Ainsi, à chaque instant suivant  $t + dt$ , la nouvelle modulation de phase vue par l'onde aller sera décalée par rapport à la modulation à l'instant  $t$  [177] : pour le cas (a) (similaire à Fig. 4.8a)), décalage

<sup>2</sup>Un calcul simple permet de vérifier cette formule dans notre expérience. La périodicité du pattern formé sur la figure 4.8 est :  $\Lambda/2 \simeq 25 \mu\text{m}$ . Pour  $m=1$ , c'est-à-dire pour  $H=25 \mu\text{m}$ , nous devrions avoir une vitesse de phase égale à 0. Ceci est vérifié sur la figure 4.8b).

dans le sens de la dérive, pour le cas (c) (similaire à Fig. 4.8c)), décalage dans le sens inverse. Le pattern possédera dès lors une vitesse de phase positive ou négative.

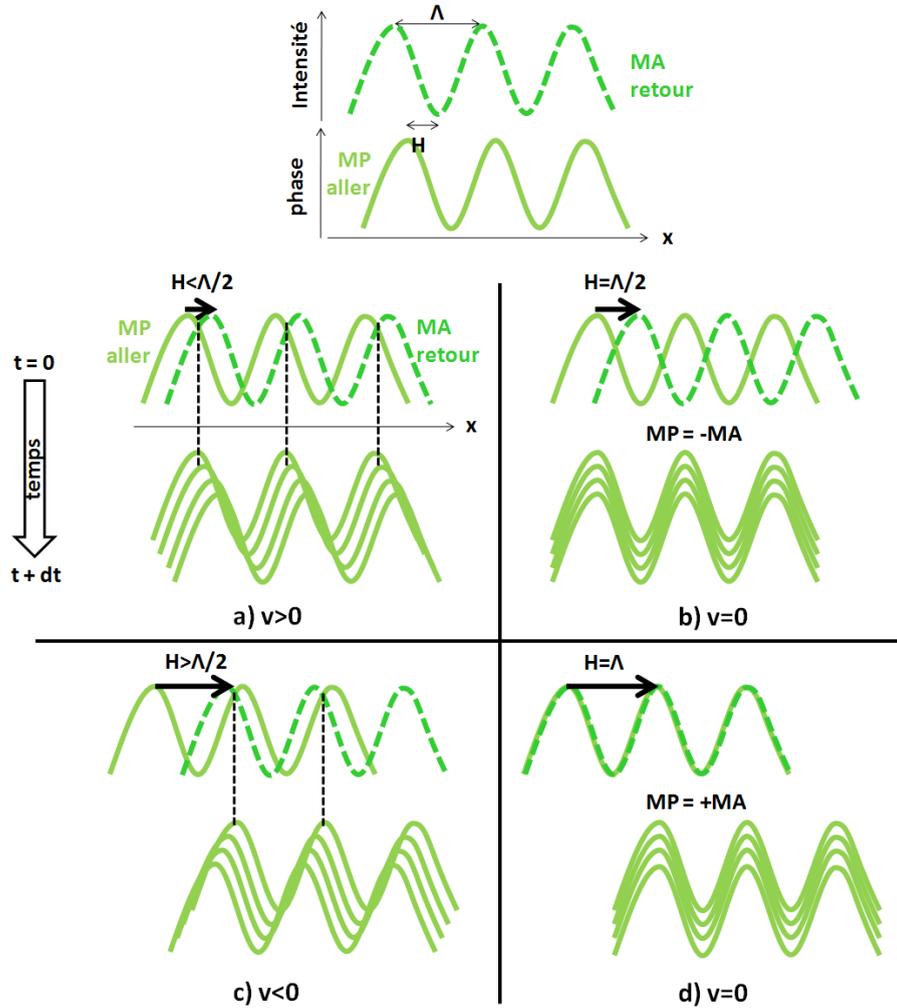


FIG. 4.9: Schéma illustrant le parallèle entre la vitesse de phase ( $v$ ) des structures et le recouvrement des modulations de phase du faisceau aller (MP) et des modulations d'amplitude du faisceau retour (MA) pour des valeurs croissantes du décalage transverse  $H$ .

### 4.3 Mise en évidence des régimes convectif et absolu

Revenons maintenant aux dynamiques induites par les dérives. Nous allons identifier expérimentalement, pour la première fois dans un système photoréfractif, les régimes de formation (convectif ou absolu) des structures de type pattern. Nous verrons que le bruit joue un rôle essentiel dans la dynamique de ces régimes et que des précurseurs du pattern final possédant toutes les caractéristiques de la structure apparaissant au seuil absolu (nombre d'onde, orientation des vecteurs d'onde, vitesse de phase), peuvent apparaître dans le système.

#### 4.3.1 Les signatures des différents régimes

Comme déjà mentionné plus haut, la dynamique induite par l'effet d'advection va non seulement engendrer des structures qui ne seront plus stationnaires, mais également des caractéristiques particulières au niveau de la formation des patterns que l'on va qualifier de convectif ou d'absolu. Afin d'identifier ces différents régimes, il est nécessaire de s'intéresser à leurs propres signatures [119, 174, 177, 184, 188]. Par exemple, une des signatures d'un pattern convectif est son occupation de l'espace en champ proche. En effet, il n'occupe généralement pas tout l'espace (cf. trafic routier, Fig. 4.2a)), c'est-à-dire pas toute la zone de pompe définie par le recouvrement des sections transverses des faisceaux contra-propageants. Il est plutôt localisé dans une zone proche du flux sortant issu de la dérive et donc dirigé vers la direction du décalage induit. Au contraire, un régime absolu a tendance à envahir tout l'espace (Fig. 4.2b)). Une autre signature est donnée par une analyse spatio-temporelle en champ proche de l'évolution de la structure pattern lors de sa dérive. Enfin, une attention particulière est à porter sur la taille et la forme des modes qui apparaissent en champ lointain [119, 174].

Expérimentalement, nous avons traqué ces signatures afin d'établir les régimes où les instabilités se forment. Les résultats sont présentés sur la figure 4.10.

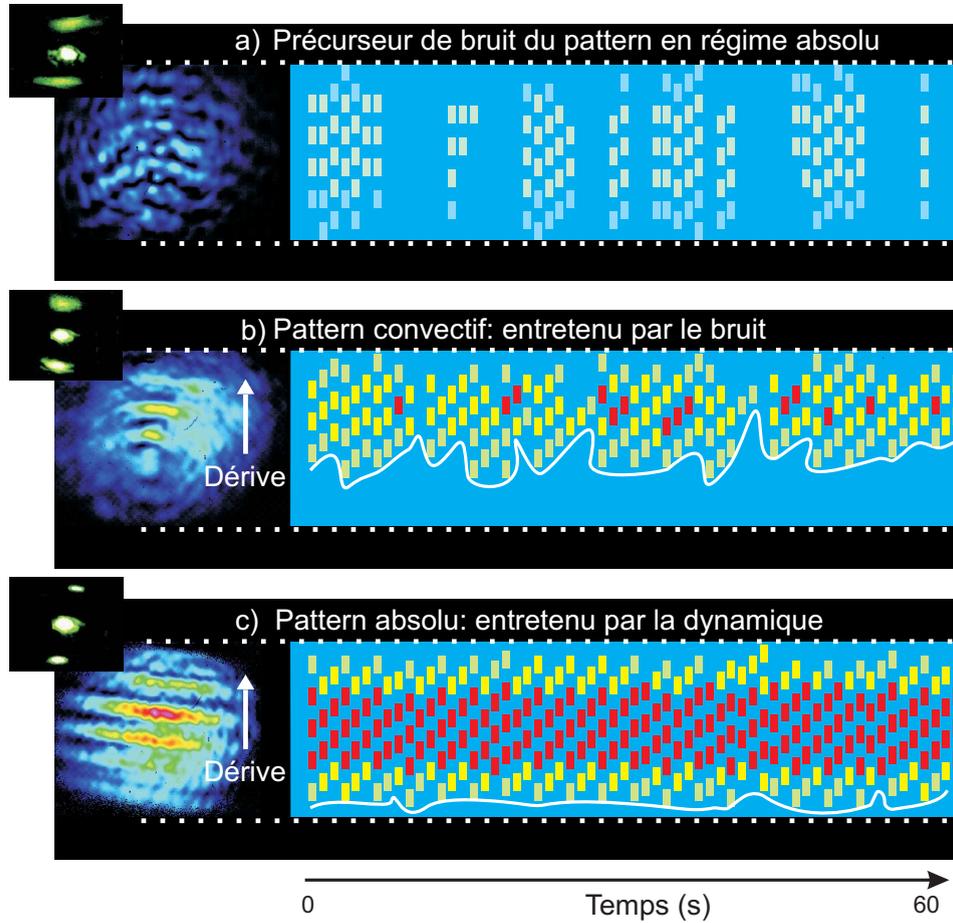


FIG. 4.10: Evolution spatio-temporelle du profil transverse du pattern en forme de rouleaux obtenu figure 4.4b) pour  $H$  fixé à 12 micromètres et pour différentes puissances du faisceau pattern : a) 15mW, b) 30mW, c) 55mW. La ligne en pointillés définit l'espace disponible pour la croissance des structures. Du bleu au rouge, les couleurs indiquent respectivement une évolution des faibles aux hautes intensités dans le pattern observé en champ proche. Les figures en haut à gauche représentent le champ lointain associé au champ proche.

### 4.3.2 Etude spatio-temporelle

Nous choisissons, pour l'analyse spatio-temporelle, le pattern 1D sous forme de rouleaux obtenu sur la figure 4.4b). En maintenant constant le décalage transverse  $H$ , et en augmentant successivement la puissance du faisceau pattern (c'est-à-dire en jouant indirectement sur la non linéarité du milieu), nous

observons trois comportements différents, qualitativement similaires à ceux observés dans le matériau de type Kerr [119].

(i) Pour une faible intensité du faisceau entrant, le faisceau retour présente un pattern sous forme de rouleaux erratiques apparaissant de façon aléatoire dans le temps et dans l'espace (Fig. 4.10a). Cela est dû au fait qu'à ce niveau de puissance, le bruit excite toutes les orientations possibles de vecteurs d'onde et le pattern qui se forme est donc différent à chaque instant. Le réseau de réflexion photoréfractif n'est pas encore complètement formé, le système hésite entre plusieurs solutions, même si à ce stade les rouleaux semblent être la tendance de la solution. En ce qui concerne l'occupation de l'espace en champ proche, les rouleaux occupent en moyenne 80% de la zone disponible (Fig. 4.11, zone "NP"). En outre, les deux spots correspondant au champ lointain (Fig. 4.10a) sont très larges et oscillent dans le temps. Toutes ces observations sont les signatures d'un précurseur induit par le bruit [188], qui possède déjà toutes les caractéristiques du pattern qui se formera en régime absolu (Fig. 4.10c).

(ii) Lorsque la puissance d'entrée est augmentée jusqu'à la valeur 18 mW, nous constatons que les rouleaux dérivent en permanence et sont localisés dans la direction du décalage imposé (vers le haut figure 4.10b)). La structure occupe seulement 60% de l'espace disponible. L'occupation augmente légèrement avec  $I_p$  (Fig. 4.11, zone "CI"). Le pattern correspondant en champ lointain est maintenant stable sur son plan transverse, mais présente toujours des spots pour le moins étendus et mal définis (Fig. 4.10b). Au niveau de l'évolution spatio-temporelle, nous remarquons que les rouleaux sont amplifiés, dérivent puis réapparaissent à différentes positions au fur et à mesure du temps (ligne blanche, Fig. 4.10b)). Tous ces comportements sont caractéristiques d'un régime convectif entretenu par le bruit dans le système [119]. Notons que la figure 4.6, obtenue pour une force d'advection plus élevée, partage des comportements similaires avec ce régime, mais aucun pattern n'est obtenu durant le processus : d'où le nom "d'instabilités convectives" entretenues par le bruit donné à ces structures (Fig. 4.6). Ces structures n'auraient pas été observées si l'advection et le bruit n'avaient pas été présents dans le système.

(iii) Enfin, pour une puissance encore plus élevée, les rouleaux s'étendent désormais en amont, envahissant presque toute la zone de pompe du système

(Fig. 4.10c, Fig. 4.11, région "AI"). La trace spatio-temporelle démontre une forte périodicité de l'effet d'advection. Les spots en champ lointain (Fig. 4.10c) sont maintenant bien définis. Enfin, par rapport au régime convectif, notons que le pattern dérive puis réapparaît presque toujours à la même position dans l'espace et au cours du temps (voir les lignes blanches qui suivent les bords de la structure sur les figures 4.10b) et 4.10c)). Ces scénarios sont les signatures d'un régime absolu entretenu par la dynamique du système [119].

### 4.3.3 Etude des seuils associés aux différents régimes

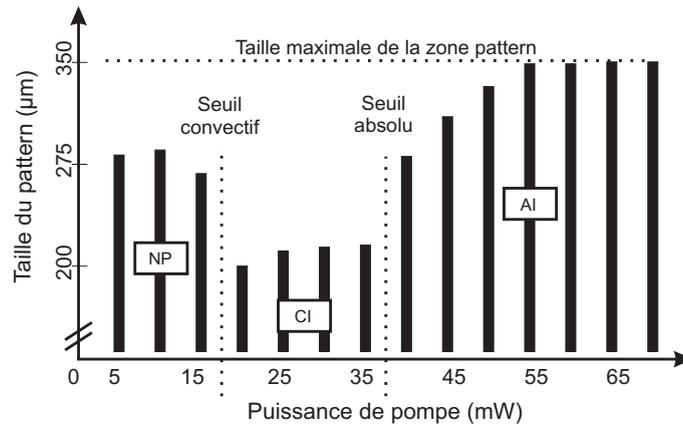


FIG. 4.11: Evolution de la taille du pattern en champ proche en fonction de la puissance du faisceau pattern injecté. NP : régime du précurseur de bruit, CI : régime des structures convectives, AI : régime des structures absolues.

Pour finir, comme déjà mentionné dans la partie précédente, la figure 4.11 analyse l'évolution de la largeur moyenne de la région pattern en fonction de la puissance du faisceau pattern injecté<sup>3</sup>. Nous allons utiliser cette figure afin d'identifier les trois régimes discutés précédemment (le précurseur de bruit, le convectif et l'absolu) se manifestant lorsque l'intensité de la pompe atteint différentes valeurs seuils. En effet, dans la figure 4.11, nous remarquons trois plateaux différents situés entre deux valeurs critiques (lignes verticales en pointillés) de l'intensité du faisceau de pompe : les seuils dits d'intensité convectif

<sup>3</sup>Cette analyse est inspirée de l'analyse réalisée sur un milieu Kerr fin [119].

et absolu. Pour une puissance de pompe inférieure à  $I_P = 18\text{mW}$ , le premier plateau s'installe dans une structure qui occupe environ 80 % de la totalité de l'espace disponible ( $350\ \mu\text{m}$ ) et représente le précurseur de bruit (NP) [cas (i)]. Après la valeur de seuil  $I_P = 37\text{mW}$ , le pattern commence à envahir l'ensemble du système et atteint une valeur saturée pour  $I_P = 55\text{mW}$  : nous sommes ici dans le régime absolu [cas (iii)]. Enfin, pour une puissance comprise entre 18 mW et 37 mW, le pattern occupe environ 60 % de la région de pompe : le régime convectif est atteint [cas (ii)].

C'est donc en jouant sur la puissance de pompe, en présence d'advection et donc en modifiant le couplage photoréfractif dans le matériau, qu'il est possible d'exciter les différentes dynamiques de formation des structures dans notre système.

### Conclusion

En conclusion, nous avons étudié expérimentalement la dynamique de la formation de structures dans un système photoréfractif où la rétro-action optique était soumise à un effet d'advection. La géométrie, la vitesse de phase transverse, et la dynamique des structures spatiales formées se trouvent fortement influencées par le décalage transverse induit par l'advection, par la distance miroir-cristal et par l'intensité du faisceau pompe. Lorsque le miroir virtuel est incliné, différents patterns ont été observés et une inversion de la vitesse de phase transverse peut être obtenue pour des valeurs particulières de l'angle d'inclinaison. Les signatures des instabilités convectives et absolues ont été identifiées pour la première fois dans un système photoréfractif, d'une manière similaire à celles observées dans les milieux minces de type Kerr, bien que la physique qui régit les interactions non linéaires onde-matière soit différente. Ceci nous conforte dans l'idée que de telles dynamiques, lorsqu'une brisure de symétrie s'opère dans un milieu, sont générales et ne dépendent pas de la nature de la non linéarité mise en jeu.

La position et l'orientation du miroir est donc un autre moyen de contrôler la formation des patterns dans notre système. Une analyse théorique associée à ces résultats purement expérimentaux est en cours d'étude.





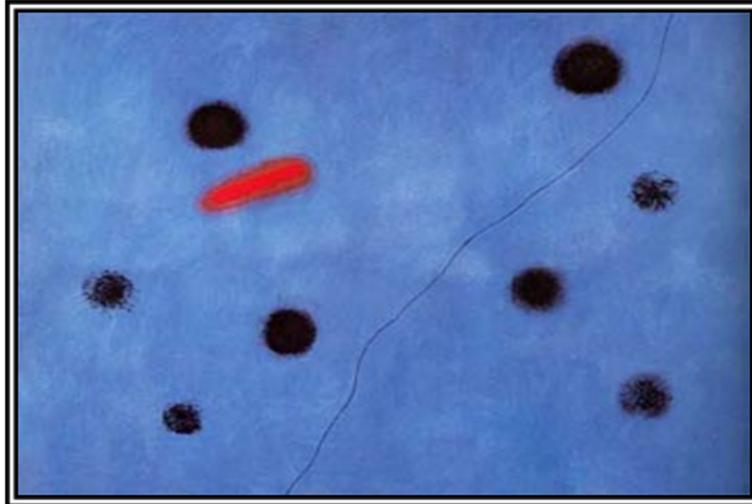
## Chapitre 5

### ...Vers les structures localisées



*Ce dernier chapitre propose une étude sur la formation et le contrôle de structures localisées dans un système photoréfractif à simple feedback. Après une partie introductive nécessaire pour appréhender et présenter les différentes notions sur les structures localisées encore appelées solitons de cavité, nous synthétiserons les différents éléments nécessaires pour leur obtention dans notre système. Nous présenterons ensuite les prémices de résultats obtenus, qui, à ce stade, ne permettent pas d'affirmer que ce sont des solitons de cavité, écriture et effacement n'ayant pas été démontrés. Nous espérons que ces résultats serviront de base pour la continuité de ces travaux aussi bien dans le domaine théorique qu'expérimental.*





*Joan Miro, Bleu 1 - 1962*



## 5.1 Les structures localisées : Définitions, Applications et Propriétés

### 5.1.1 Les solitons dissipatifs (DS)

Dans le cadre de la morphogénèse, un intérêt particulier est tourné vers la formation de structures dites localisées, dont le profil est semblable à celui de la figure 5.1. Comme nous l'avons vu en introduction et dans le chapitre 1, il s'agit d'unités cellulaires indépendantes, qui peuvent interagir entre elles et qui sont auto-entretenues (Fig. 1.6). Leur formation est un phénomène très général que nous retrouvons dans des matériaux comme les milieux granulaires vibrés soumis à une instabilité de Faraday [7], les décharges dans des gaz [8], les semi-conducteurs [9], les liquides [10], les systèmes convectifs [11], dans les ferro-fluides soumis à un champ magnétique [69] (Fig. 1.6). On les trouve également en optique dans des milieux non linéaires identiques à ceux où des patterns ont été observés : dans les vapeurs de sodium [12], les cristaux liquides [13], les résonateurs optiques à semi-conducteur [14, 15], ou bien encore les matériaux photoréfractifs [16] (Fig. 1.9). En optique, dans les milieux non linéaires propices à la formation de patterns, il est commun de baptiser ces structures localisées : Soliton de Cavité (CS) ou encore Feedback Soliton (FS). Il n'y a pas de raison fondamentale pour distinguer les structures localisées observées dans les valves optiques à simple rétro-action (FS), des solitons de cavité (CS) dans les lasers à semi-conducteur. Néanmoins, il ne faut pas les confondre avec les solitons spatiaux des systèmes conservatifs [103].

En effet, la plupart des études menées sur la formation de solitons optiques spatiaux dans les systèmes conservatifs, ont souligné le fait que la non linéarité du matériau considéré doit contrecarrer les effets linéaires liés à la diffraction (dans les systèmes spatiaux) ou la dispersion (dans les systèmes temporels) [189]. Cet équilibre résulte dans la formation d'une structure qui se propage sans se déformer dans le matériau et qui a pris le nom de soliton [139]. Il représente une solution particulière de l'équation non linéaire de Schrödinger. En revanche, les structures localisées type CS ou FS apparaissent généralement dans des systèmes dits dissipatifs, c'est-à-dire des milieux composés de gain et de pertes. Ces systèmes et ces structures requièrent dès lors un flux continu

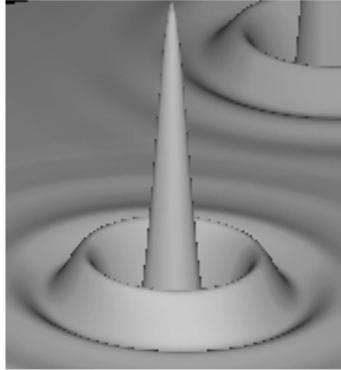


FIG. 5.1: Profil 3D d'une structure localisée.

d'énergie. Ainsi, deux équilibres sont à prendre en compte : principalement celui entre l'énergie d'entrée et l'énergie de sortie (gain et pertes) et également celui entre la non linéarité et la dispersion (ou diffraction) [72].

Pour les raisons évoquées ci-dessus, il devient plus adéquat d'utiliser le terme de solitons dissipatifs (DS) pour qualifier les différentes structures localisées. Ainsi, en plus des CS et FS apparaissant dans des systèmes non linéaires sujets à la formation de patterns, on peut trouver en optique de nombreux systèmes utilisant cette terminologie comme : les DS magneto-optiques [190], les DS dans des amplificateurs optiques à semi-conducteur [191], dans les lasers avec absorbant saturable [192], les DS temporels [193]...

### 5.1.2 Leurs applications

Du point de vue des applications, les propriétés optiques des DS les placent dans le domaine des mémoires et afficheurs optiques adressables, ainsi que dans les systèmes modernes de communication à grande vitesse utilisant des commutateurs et routeurs tout optiques. En effet, une des propriétés intéressantes des DS est la possibilité de contrôler leur vitesse de dérive, une fois injectés et créés dans le milieu. Il a ainsi été montré qu'en perturbant la symétrie d'un système affichant des DS, celui-ci peut acquérir une vitesse transversale contrôlable, conduisant à un délai entre l'injection et la re-lecture [194]. Ces structures pourraient donc être utilisées dans des lignes à retard paramétrables,

considérées comme l'élément clé des futurs réseaux de communication [195].

Les matériaux généralement utilisés pour ces applications pratiques sont les micro-résonateurs contenant des semi-conducteurs, en raison de leur miniaturisation et de leur réponse rapide. Dans de tels milieux, des structures de type patterns ont été observées dans les références [196, 197] puis, la première démonstration expérimentale de DS manipulables indépendamment les uns des autres a été exposée dans la référence [15], en utilisant un laser de type VCSEL (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser). Ce travail a ensuite été complété et enrichi de démonstrations et d'analyse de leurs propriétés [198]. Enfin, récemment, une démonstration expérimentale de ligne à retard a été réalisée dans un lasers à semi-conducteurs affichant des DS [199].

Compte tenu du milieu non linéaire à simple rétro-action optique que nous avons utilisé pour la création de patterns dans les chapitres précédents, ce sont principalement des DS de type CS ou plutôt FS (Feedback soliton) que nous allons analyser et tenter d'observer dans notre système. Avant de passer à nos résultats expérimentaux, établissons les conditions générales d'observation des DS.

### 5.1.3 Conditions d'observation des solitons dissipatifs

Il est intéressant de noter que dans les systèmes conservatifs, les solitons spatiaux obtenus ne requièrent pas la présence d'un mécanisme de bistabilité [189]. En revanche, lorsqu'il y a présence de dissipation, un des éléments essentiels pour l'observation de structures localisées est entièrement lié à ce mécanisme, comme expliqué ci-dessous.

Dans la majeure partie des milieux non linéaires affichant des patterns, lorsqu'un des paramètres du système dépasse un certain seuil, un motif auto-organisé se forme en réponse au phénomène d'instabilité de modulation (MI). Dépendant de ce paramètre (ou de la combinaison de plusieurs d'entre eux), la solution pattern peut croître linéairement à partir de faibles amplitudes de perturbations, mais parfois il peut se produire une bifurcation abrupte entre la solution homogène de départ et la solution de type pattern (Fig. 5.2a). Généralement, cette bifurcation est accompagnée d'une persistance de l'état pattern lorsque le paramètre, ayant servi à atteindre le seuil nécessaire à la

bifurcation ( $X$ , Fig. 5.2a)) est réduit en dessous de sa valeur seuil et ce, jusqu'à ce qu'un nouveau basculement abrupte se produise cette fois de la solution pattern vers la solution homogène. Dans ce type de bifurcation, qualifiée dans la littérature de sous-critique [28, 200, 201], l'état homogène et l'état pattern sont stables et coexistent sur une gamme de paramètres définie par la largeur de la zone entre les deux points de basculement (zones B, B', T, Fig. 5.2). La notion de coexistence signifie que pour les mêmes valeurs des paramètres du système, ce dernier approchera une solution qui est, soit uniforme dans l'espace, soit pattern. De cette condition, on pourra trouver des structures localisées qui constituent des solutions intermédiaires. En effet, ces dernières peuvent coïncider avec la solution pattern dans une certaine région du plan et avec la solution homogène dans tout le reste de la région physique occupée par le système [70, 73, 202]. Ceci implique que les DS peuvent être présents ou absents sous les mêmes conditions, les rendant naturellement utiles dans le traitement parallèle de "bits" optiques. Le premier exemple de formation de DS selon ce modèle a été montré par Tlidi et al. [70], et est illustré sur la figure 5.2. Il est également prédit, et on peut le remarquer sur la figure 5.2b), qu'un système devient plus favorable à l'apparition de structures localisées lorsque la solution homogène est bistable. C'est-à-dire qu'en plus d'avoir une solution pattern qui coexiste avec la solution homogène, cette dernière est bistable. Une série de modèles théoriques a ensuite été développée par Firth et Scroggie [20], parallèlement aux travaux de Brambilla et al. [203] qui ont mis en évidence la nature des DS et la manière de les contrôler. Cependant, les travaux théoriques précurseurs sont attribués à Moloney, Newell et Mc Laughlin [204, 205], ainsi que McDonald et Firth [206].

Expérimentalement, se formant dans des systèmes dissipatifs, les DS nécessitent généralement une énergie de pompe continue. Cette énergie est apportée par un faisceau large cohérent dit faisceau de maintien, qui est censé pouvoir se déstabiliser suite au mécanisme d'instabilité de modulation. Il est ensuite possible d'observer spontanément des structures localisées, étant comme nous venons de le voir, une solution intermédiaire du système connectant la solution modulée spatialement à la solution homogène. Néanmoins, d'un point de vue applicatif, et dans la majeure partie des expériences [12, 13, 14, 15], il devient

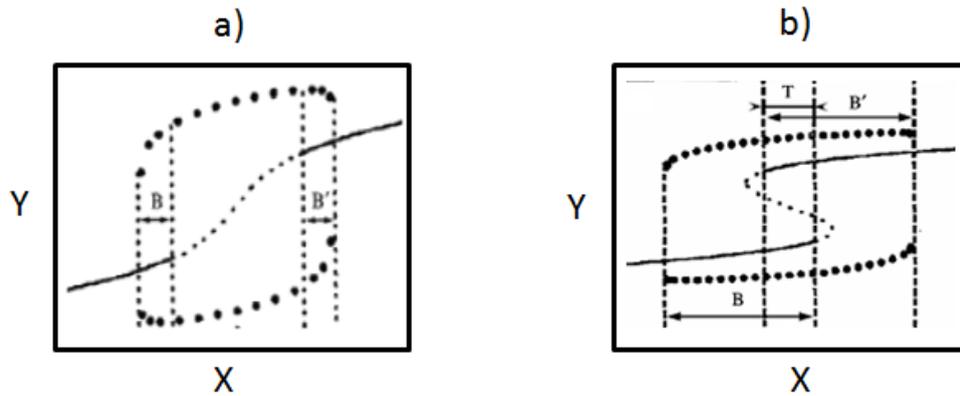


FIG. 5.2: extraite de [70] : Schéma de principe montrant la coexistence entre deux états : une solution homogène (en trait plein) et une solution pattern modulée (les points noirs représentant les maxima et minima de la solution pattern). La figure a) affiche une solution homogène monotone et b) une solution homogène bistable. La zone en petits pointillés montre le domaine instable de la solution homogène. Des structures localisées existent dans les régions  $B$ ,  $B'$ , et  $T$ , zones de connexions entre les deux états.  $X$  est un paramètre contrôle et  $Y$  un paramètre de sortie. Dans la plupart des expériences,  $X$  et  $Y$  représentent respectivement l'intensité d'entrée et l'intensité de sortie du système.  $B$  signifie bistabilité entre solution homogène et pattern,  $T$  : tristabilité car la solution homogène est elle-même bistable dans le cas b) (voir texte).

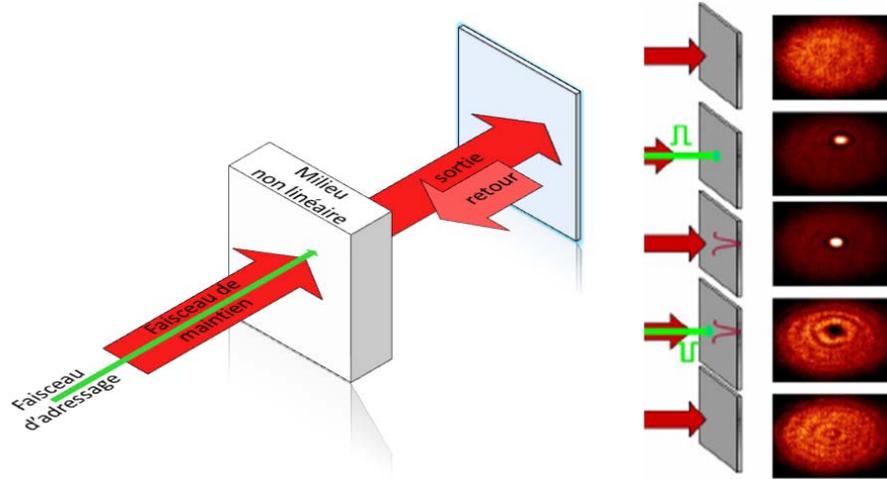


FIG. 5.3: Schéma d'inscription et d'effacement d'un soliton de cavité. Les images à droite sont issues d'une expérience dans des vapeurs de Sodium [18].

intéressant d'ajouter, en plus du faisceau de maintien, un faisceau dit d'adressage (ou d'écriture) afin de pouvoir contrôler la formation de ces structures. Ce processus est décrit dans la partie suivante.

#### 5.1.4 Le contrôle des solitons dissipatifs

Dans la littérature, la "définition" la plus communément acceptée<sup>1</sup> pour établir l'existence d'un DS, est la suivante [14] :

- les structures formées doivent posséder une forme spécifique, dépendant de la non linéarité du milieu, et non des conditions aux frontières (propriétés de la cavité comme, par exemple, sa longueur)
- elles doivent être inscriptibles et effaçables individuellement en des positions arbitraires du plan transverse de propagation dans le milieu.

Comme montré auparavant, les DS sont généralement créés dans des résonateurs optiques contenant des milieux non linéaires. Afin de vérifier la première condition ci-dessus, ces résonateurs sont configurés afin d'obtenir un grand

<sup>1</sup>C'est celle que nous utiliserons également dans notre manuscrit.

nombre de Fresnel<sup>2</sup>, élément essentiel pour s'affranchir des conditions aux bords du système. Ce sont généralement des cavités dites dissipatives (présence de pertes) ce qui implique, comme nous l'avons vu, qu'une énergie extérieure doit être apportée au milieu. Ceci est réalisé dans la plupart des expériences au moyen d'un faisceau optique injecté dans le système, large, cohérent et stationnaire, généralement dénommé faisceau de maintien (Faisceau rouge, Fig. 5.3). Afin d'exciter les solutions de type DS, l'idée est de se placer dans une zone des paramètres pour laquelle les deux solutions coexistent (la solution pattern et la solution homogène, zones B et B' sur la figure 5.2). L'injection d'une impulsion laser localisée, grâce au faisceau dit "d'écriture" (Faisceau vert, Fig. 5.3), équivaut à une perturbation permettant de faire passer localement le système sur la solution modulée spatialement. Un DS est alors inscrit sur le plan transverse de propagation du faisceau de maintien. Le DS persiste après disparition de la perturbation. Il est possible d'effacer la structure créée en ré-injectant le faisceau d'écriture au même endroit, mais en opposition de phase par rapport au faisceau utilisé lors de l'inscription (Fig. 5.3).

Il faut noter que l'amplitude de l'impulsion utilisée pour l'écriture ou l'effacement d'un DS est importante. En effet, ce n'est qu'au dessus d'un certain seuil que le DS peut être "allumé". En dessous de ce seuil en amplitude, le système retourne dans la solution initiale. Lorsque l'allumage est réalisé par un faisceau d'adressage cohérent par rapport au faisceau de maintien, l'intensité locale du système croit en raison des interférences constructives entre les deux faisceaux. Dès lors, en utilisant un faisceau d'adressage avec une phase opposée, il est possible "d'éteindre" (par interférences destructives) le DS [203]. Ce mécanisme fournit la base pour l'utilisation des DS comme de potentielles mémoires optiques adressables.

Dans le domaine de l'adressage, il semble néanmoins que deux théories s'opposent : l'une stipule qu'un faisceau d'adressage cohérent avec le faisceau de maintien est nécessaire pour obtenir les structures, l'autre explique qu'un faisceau incohérent est suffisant, le but étant de fournir simplement une perturbation locale au système lui permettant de passer à la solution de type DS.

---

<sup>2</sup>Voir la définition du nombre de Fresnel dans le Chapitre 1, section "Structures localisées photoréfractives".

Par exemple, dans les semi-conducteurs, un faisceau d'adressage possédant une fréquence différente de celle utilisée comme faisceau de maintien produit simplement l'effet de création de porteurs nécessaire pour écrire ou effacer le CS [207]. En revanche l'éclairage cohérent dans le cas du système à effet Kerr utilisant des vapeurs de Sodium comme milieu non linéaire, utilise un faisceau cohérent pour l'adressage. Ceci à pour but d'accroître localement la variation d'indice dans le milieu pour obtenir le DS [18].

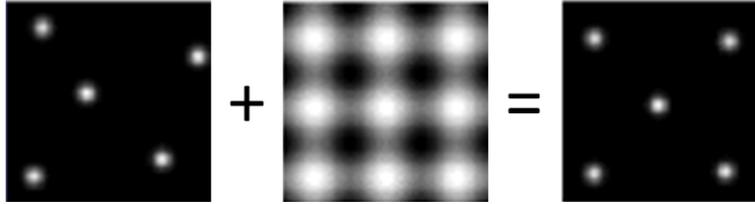


FIG. 5.4: image extraite de [20] : Manipulation de DS au moyen d'un profil de phase au niveau du faisceau de maintien.

Ce que nous venons de voir ouvre donc des possibilités en matière de localisation de la lumière. En effet, il a été montré qu'en plus de l'inscription, un faisceau de maintien présentant une forme matricielle de spots d'intensité plus élevée comme illustré sur la figure 5.4, permettrait de fixer les DS sur ces extrema [208]. On obtient dès lors une matrice bien définie de pixels optiques manipulables indépendamment les uns des autres (Fig. 5.4). Même si cette figure montre la possibilité d'inscrire plusieurs DS proches les uns des autres, pour éviter qu'ils interagissent, la distance les séparant doit être supérieure à une certaine distance minimale [203]. En dessous de cette distance, il y a la possibilité que deux DS s'attirent<sup>3</sup>, ou encore qu'ils fusionnent pour n'en former plus qu'un.

Afin d'observer des DS dans notre système photoréfractif, nous allons vérifier si la configuration expérimentale que nous utilisons présente les éléments nécessaires pour leur formation.

<sup>3</sup>Cette attraction est déterminée par la possible interaction des lobes latéraux (Fig. 5.1), situés de part et d'autre du pic central.

### 5.1.5 Notre approche

Nous avons vu qu'un élément important pour l'obtention de DS est le mécanisme de bistabilité, non pas la bistabilité de la solution homogène (qui permet simplement d'obtenir une zone des paramètres plus importante pour l'obtention de DS, Fig. 5.2b)), mais une zone de coexistence entre une solution pattern et une solution homogène. Notre système photoréfractif est sujet au mécanisme d'instabilité de modulation menant à la formation de patterns. Néanmoins, jusqu'à présent dans ce manuscrit, aucune bistabilité n'a été démontrée dans les processus menant à la formation de patterns dans notre milieu. Nous montrerons dans la section suivante que ce mécanisme peut être apporté dans le système lorsqu'un éclairage de fond entre en compétition avec le processus d'instabilité de modulation.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1 (section "Structures localisées photoréfractives"), il faut souligner qu'une expérience sur DS photoréfractifs a déjà été réalisée, mais dans une situation quelque peu différente de la nôtre : le système est placé dans une cavité en anneau<sup>4</sup>, où pertes engendrées par un cristal photoréfractif en configuration d'absorbant saturable, et gain assuré par un second cristal photoréfractif en configuration de milieu amplificateur, peuvent se compenser pour former un DS (Fig. 1.9). Les DS observés dans cette expérience apparaissent en des endroits arbitraires du plan transverse à chaque mise en route du montage et se déplacent lorsque la cavité est légèrement désalignée. Néanmoins, aucun adressage n'a été démontré, ni la possibilité d'inscrire plusieurs DS, ni même la possibilité de les effacer. Ceci peut s'expliquer par le fait que les structures formées dans le système entrent en très forte compétition et se suppriment les unes les autres à cause de leur recouvrement spatial dans les plans conjugués (Fig. 1.9). Ainsi, seule une structure de type DS peut émerger du système. Elle est différente des traditionnels DS qui présentent une faible interaction et peuvent être excités indépendamment de leurs voisins [209].

Du point de vue de la formation de patterns, la similarité des comportements des systèmes en cavité ou demi-cavité nous suggère que ces différences sont mineures. Par conséquent, et bien que nous ne tenterons pas de réitérer

---

<sup>4</sup>Pour une description complète du système voir [16].



Ils étudient expérimentalement la dynamique de formation de patterns dans un système identique au nôtre, où la présence d'un éclairage de fond sur le cristal photoréfractif de Titane de Baryum rend la réponse du système beaucoup plus sensible à l'intensité du faisceau injecté. En effet, si la photo-conductivité du cristal photoréfractif est beaucoup plus élevée que la conductivité d'obscurité (ce qui est le cas pour de fortes intensités), la force de couplage  $\gamma l$  est indépendante de l'intensité lumineuse (voir terme de droite dans l'équation (2.36)). Ainsi, la dépendance en intensité est artificiellement augmentée en éclairant l'échantillon avec une lumière incohérente provenant d'une lampe halogène (Fig. 5.5). L'intensité de cet éclairage additionnel est choisie de telle manière à assurer une photo-conductivité comparable à celle engendrée par la lumière issue du faisceau laser. Cette technique permet une détection plus facile du seuil de formation du pattern dans le système, et ce en fonction de l'intensité d'entrée. Les résultats obtenus sont illustrés et décrits plus loin dans ce manuscrit (Fig. 5.6).

### 5.2.2 Le bras d'injection cohérent

Nous avons vu que les DS peuvent apparaître spontanément dans les systèmes non linéaires [12]. Non seulement d'un point de vue applicatif, mais également dans le but de démontrer certaines de leurs propriétés, il est nécessaire de pouvoir exciter individuellement ces structures et ce par l'intermédiaire de faisceaux dits d'adressages.

Nous avons vu que deux écoles existent au sein de l'adressage, le cohérent et l'incohérent, mais l'essentiel est de pouvoir introduire une perturbation locale suffisamment importante dans le système pour faire basculer ce dernier dans la solution DS. Ainsi, comme illustré sur la figure 5.5, une partie du faisceau issu du laser servant à la création du pattern est prélevée au moyen d'un diviseur de faisceau ("BS2", Fig. 5.5). Ce faisceau, dès lors considéré comme faisceau d'adressage cohérent, est ensuite réduit en taille (réducteur de faisceau, Fig.5.5), afin d'obtenir une dimension au waist de l'ordre d'une vingtaine de micromètres. La taille du faisceau d'adressage ne semble pas être très importante dans les différentes expériences menant aux DS. Néanmoins, l'idée étant de pouvoir exciter une structure à la fois, utiliser un faisceau d'adressage plus

grand qu'une des structures du pattern hexagonal (en champ proche) semble à proscrire. Un DS pouvant être interprété directement comme une partie isolée d'un état pattern [211], nous avons mesuré dans notre système, pour une position du miroir très proche du cristal ( $\simeq 0,5\text{mm}$ ), la dimension d'une partie du pattern. Nous avons obtenu une valeur  $\simeq 20\mu\text{m}$ . L'utilisation d'un faisceau d'adressage d'une taille proche de cette valeur semble donc appropriée.

Comparé aux autres systèmes où des DS ont été observés, notre montage diffère de part la non linéarité utilisée (ici photoréfractive), mais également par l'utilisation d'un matériau épais : notre cristal photoréfractif de Titanate de Baryum mesurant 5,6 mm, il est à comparer par exemple avec les quelques 500  $\mu\text{m}$  du système Kerr simple feedback utilisant des cristaux liquides enfermés dans une valve [13]. De ce fait, l'injection d'un faisceau plus fin dans notre système va engendrer une diffraction non négligeable du faisceau dans le matériau. Nous verrons d'ailleurs que cette diffraction non souhaitée semble être un des handicaps premier pour l'obtention des DS dans notre système.

### 5.2.3 Le bras d'injection incohérent

Dans le but de pouvoir tester toutes les possibilités, nous avons ajouté un bras supplémentaire d'adressage de type incohérent dans le montage. Pour ce faire, nous avons dupliqué le réducteur de faisceau précédent (Fig. 5.5) et ajouté un autre laser de type Nd :YAG doublé, émettant à une longueur d'onde de 532 nm.

Pouvoir jouer avec les polarisations des différents faisceaux d'adressage est rendu possible par l'utilisation de lames demi-ondes situées avant chaque réducteur de faisceau ( $\lambda/2$ , Fig. 5.5). Nous avons également ajouté un diviseur de faisceau polarisant situé dans la boucle de rétro-action afin de pouvoir, si nous le souhaitons, éviter que la lumière servant à l'adressage ne soit réémise par le feedback. La perturbation engendrée par les faisceaux d'adressages devant être suffisamment courte dans le temps pour ne pas perturber entièrement le système, un shutter (obturateur, Fig. 5.5) est placé dans chacun des bras (cohérent et incohérent) permettant ainsi de régler automatiquement le temps d'injection de l'adressage. Un miroir monté sur une table de translation piézo-électrique donne le moyen de jouer finement sur la phase du faisceau d'adres-

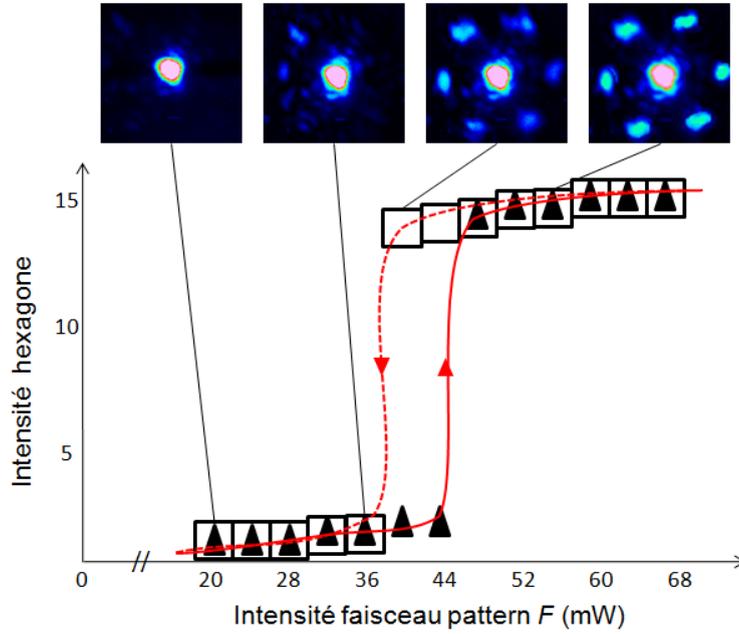


FIG. 5.6: Graphique représentant en trait plein (et triangles) l'évolution de l'intensité des hexagones observés sur le profil transverse du faisceau retour  $B$ , en fonction de l'intensité croissante injectée issue du faisceau aller  $F$ . Les carrés et la courbe en pointillés affichent des résultats dans le cas d'intensités décroissantes du faisceau aller. Les encarts indiquent l'allure du pattern observé en champ lointain pour différents points du graphique.

sage, permettant ainsi, comme nous l'avons vu, de vérifier si besoin l'écriture et la suppression d'un DS par opposition de phase du faisceau d'adressage.

## 5.3 Résultats et discussions

### 5.3.1 Identification d'une hysteresis dans le système

Comme expliqué dans la section précédente, nous avons rajouté l'éclairage de fond pour identifier une bistabilité dans notre montage. Le couplage dans le système dépendant de nombreux paramètres de contrôle tels que l'éclairage de fond, l'angle du cristal ou encore l'intensité du faisceau injecté, nous avons choisi d'étudier le cas où la bistabilité était la plus significative, c'est-à-dire en

référence aux travaux dans la référence [210], lorsque le miroir est très proche du cristal photoréfractif,  $L=0.5\text{mm}$  dans notre cas (tous les autres paramètres étant fixés). Cette configuration est censée offrir une zone de coexistence relativement importante entre la solution homogène et pattern, ce qui devrait faciliter l'inscription de DS dans cette zone. Le système est choisi sans désalignement du miroir, et dans cette configuration, en référence aux travaux menés dans ce mémoire (Fig. 4.4a), un pattern hexagonal se forme (Fig. 5.6) pour un seuil en intensité égal à 44 mW. Nous avons décidé d'afficher sur un graphique l'intensité de l'hexagone normalisée par rapport à l'intensité du spot central du faisceau retour  $B$ , en fonction de l'intensité du faisceau d'entrée  $F$  (Fig. 5.6). Une fois l'hexagone établi ( $44\text{ mW} < F < 68\text{ mW}$ ), en diminuant l'intensité du faisceau  $F$ , nous observons une hystérésis affichant une zone de bistabilité certes observable mais néanmoins relativement étroite ( $\simeq 8\text{ mW}$ ).

D'une manière identique à celle utilisée dans la référence [210], en changeant la position du miroir à la sortie du cristal, la zone de bistabilité devient plus étroite et n'est donc pas intéressante dans l'objectif fixé ici.

### 5.3.2 Injection cohérente

Nous venons de voir qu'il est possible d'observer une bistabilité dans notre système à simple rétro-action. Grâce à cette courbe (Fig. 5.6), il nous est maintenant possible, en fonction de l'intensité du faisceau d'entrée, de choisir le point de fonctionnement du système.

Ainsi, toutes les injections réalisées dans ce qui va suivre ont lieu pour une intensité en entrée du faisceau pattern située dans la zone bistable, c'est-à-dire entre 36 et 44 mW, là où le système est le plus "hésitant" entre la solution homogène et la solution pattern. Nous espérons ainsi créer, grâce à la perturbation amenée par le faisceau d'adressage, une connexion entre les branches haute et basse du graphique, qui correspondrait à une solution de type DS.

Nous démarrons donc par une injection de type cohérente possédant la même polarisation que le faisceau pattern. Nous pouvons bien entendu régler le temps d'action de la perturbation au moyen de l'obturateur ainsi que l'intensité du faisceau d'adressage injecté. Après de multiples tentatives, voici les

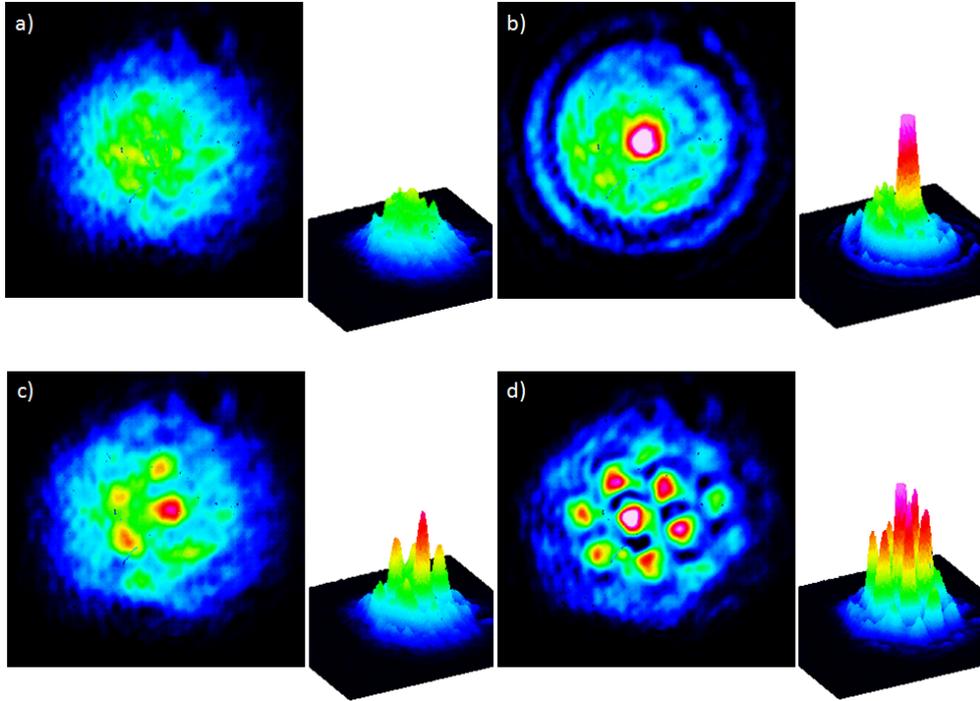


FIG. 5.7: Evolution de la solution homogène choisie au début de l'instabilité de modulation (a) puis perturbée par un faisceau d'adressage (b) cohérent avec la solution homogène. c-d) Résultats après avoir enlevé l'injection montrant la progressive formation d'un pattern hexagonal.

résultats intéressants qui reviennent le plus souvent (les autres résultats ne correspondant à aucune action notable du faisceau d'adressage). Partant d'une solution homogène légèrement bruitée (Fig. 5.7a), c'est-à-dire au démarrage de l'instabilité modulationnelle, nous injectons le faisceau d'adressage (Fig. 5.7b) au centre de la figure. Les anneaux qui apparaissent autour de la structure montrent la cohérence entre le faisceau pattern et le faisceau d'adressage. Le temps de réponse du milieu photoréfractif étant de l'ordre de la seconde, l'injection est laissée environ 3 secondes dans le milieu puis enlevée (Fig. 5.7c). Les figures 5.7c) et d) montrent alors la formation d'un pattern hexagonal faisant suite à la perturbation. La figure 5.7d) est prise deux minutes après avoir enlevé l'injection. Ce résultat ne montre pas la création d'un DS, mais prouve la bistabilité du système. Des injections à divers endroits dans le plan transverses

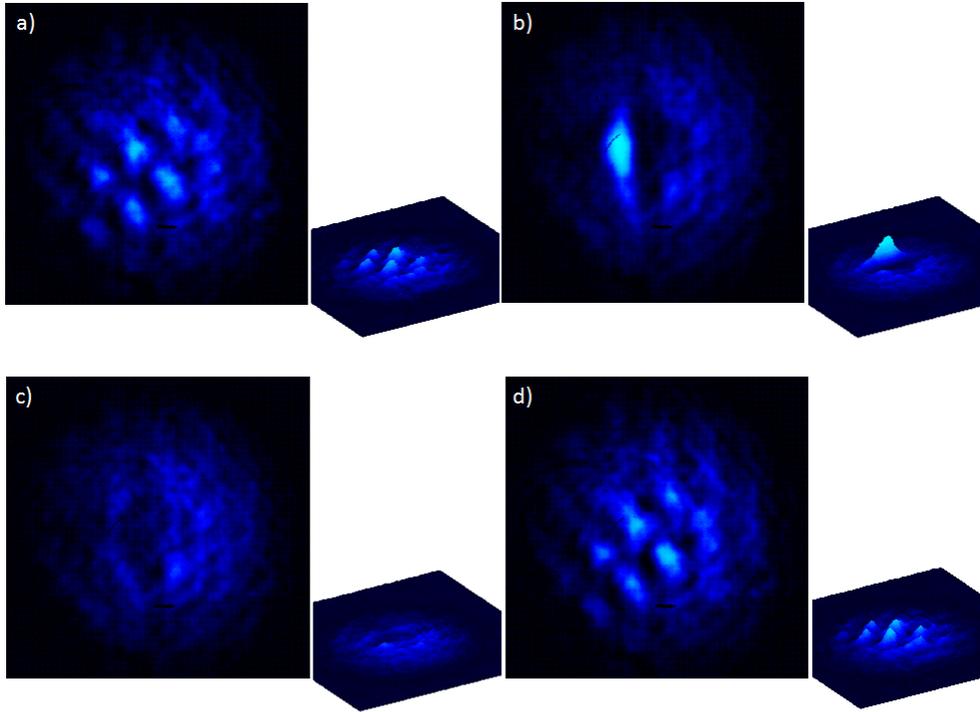


FIG. 5.8: Evolution de la solution homogène choisie au début de l'instabilité de modulation (a) puis perturbée par un faisceau d'adressage incohérent avec la solution homogène (b). c-d) Résultats après avoir enlevé l'injection montrant le retour à la solution initiale.

n'ont pas montré de grandes différences, le système se cantonnant à afficher soit la solution homogène après la perturbation si celle-ci n'est pas assez intense ou assez longue, soit la solution hexagonale représentée sur la figure 5.7d).

### 5.3.3 Injection incohérente

Nous avons dès lors décidé de passer à un adressage de type incohérent. Dans un premier temps, nous avons utilisé le bras d'adressage cohérent où nous avons simplement pris soin de tourner la polarisation à  $90^\circ$  par rapport à celle créant le pattern. Nous n'avons dans ce cas jamais réussi à obtenir de structures localisées ni même réussi à exciter le pattern hexagonal. Les résultats sont illustrés sur la figure 5.8. Nous avons également effectué des injections en utilisant le second laser Nd-Yag (Fig. 5.5) sur lequel nous avons observé le

même comportement.

Nous avons alors rajouté le diviseur de faisceaux dans la boucle de rétro-action afin d'empêcher le faisceau d'adressage d'être ré-injecté dans le milieu une fois la perturbation engendrée ("BSP" : Beam Splitter Polarisant dans la boucle de rétro-action, Fig. 5.5). Le résultat devient alors très intéressant (Fig. 5.9). Tout d'abord, étant donné que l'imagerie se fait sur le faisceau retour ( $B$ ), nous ne voyons plus le faisceau d'adressage sur la caméra, étant supprimé par le BSP (Fig. 5.9b). Son emplacement est néanmoins matérialisé par la flèche rouge sur la figure 5.9b) et on peut voir que lorsque l'adressage est effectué, l'intensité globale de la zone pattern diminue légèrement (différence d'intensité entre les figures 5.9a,b)). Enfin, après avoir enlevé le faisceau d'injection (Fig. 5.9c), nous voyons qu'une légère solution à structures spatiales étendues apparaît en intensité de fond, indiquant que le système est passé dans la branche supérieure de solution (Fig. 5.6). Mais plus important est le début de croissance d'une solution de type DS (Fig. 5.9c), qui croît très nettement (Fig. 5.9d). Pourtant, cette solution n'est entretenue que quelques dizaines de secondes par le faisceau pattern (faisceau de maintien). Ce résultat encourageant, également observé avec le faisceau issu du second laser, est néanmoins assez difficile à reproduire mais laisse malgré tout présager que l'inscription de structures localisées dans un tel système est possible. La question reste de savoir si ces solutions sont des solutions stables du système...

### 5.3.4 Conclusions et Discussions

Revenons sur les résultats des figures 5.7 à 5.9. Il semble relativement logique qu'en présence d'un faisceau cohérent entrant dans la même direction que le faisceau  $F$  servant à la création du pattern (Fig. 5.7), le système affiche une solution de type pattern après l'injection. La lumière issue de l'adressage peut ainsi transférer son énergie au faisceau retour et par conséquent favoriser le couplage aller retour entre les faisceaux  $F$  et  $B$ , conduisant à la formation du pattern.

En présence d'un faisceau incohérent, ce dernier peut effectivement agir comme une perturbation locale et pourrait faire passer le système dans une solution de type DS. Néanmoins, son premier apport est pour le moins négatif

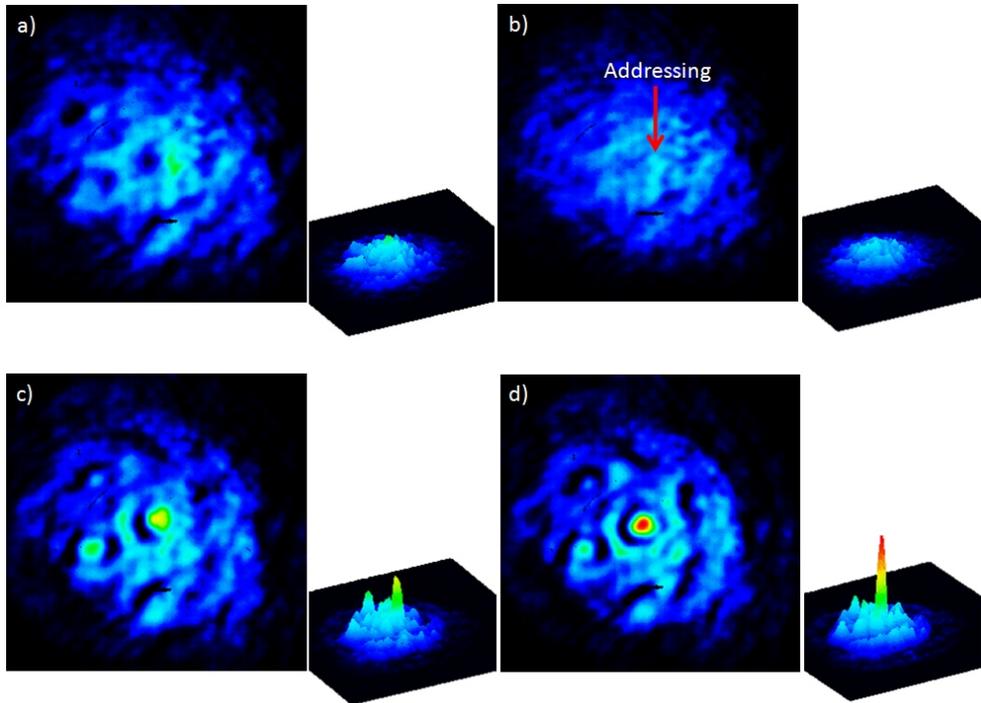


FIG. 5.9: Evolution de la solution homogène choisie au début de l'instabilité de modulation (a) puis perturbée par un faisceau d'adressage incohérent avec la solution homogène (b) ne faisant aucun aller retour dans la cavité. c-d) Résultats après avoir enlevé l'injection montrant l'inscription d'une structure localisée.

car il agit en quelque sorte comme un éclairage de fond qui vient effacer le réseau de réflexion préalablement créé par les faisceaux patterns, alors que ces derniers devraient entretenir une éventuelle solution pouvant provenir de l'adressage. C'est pourquoi nous pensons qu'il nous a été impossible d'observer un quelconque résultat différent de la solution initiale après injection (Fig. 5.8).

En revanche, le fait de supprimer la rétro-action du faisceau d'adressage semble être un bon compromis entre "trop entretenir" le pattern issu de l'injection cohérente, et "trop détruire" celui-ci lorsque l'aller retour d'un faisceau incohérent vient agir comme lumière de fond (Fig. 5.9). Expérimentalement, les paramètres de contrôle sont nombreux et comme nous venons de le voir ne sont pas indépendants les uns des autres. En effet, en jouant sur un paramètre

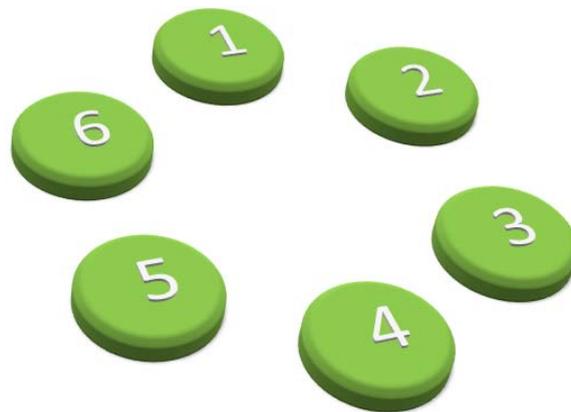
on vient en perturber d'autres et ainsi de suite. De plus, il est à noter que le point de fonctionnement du système (début de l'instabilité de modulation, Fig. 5.6) varie en fonction de la température de l'échantillon. Nous avons donc rajouté un élément Peltier afin d'en contrôler la température et d'être moins tributaire de ce paramètre additionnel qui nous avait échappé au début de nos expériences. L'autre problème qui pourrait être à l'origine de la non formation de DS dans notre système est la longueur du milieu photoréfractif, entraînant une diffraction relativement importante du faisceau d'adressage dans le cristal. Ainsi la petite perturbation locale se transforme en une perturbation globale à l'issue de la propagation du faisceau dans le matériau, puis lors de sa réflexion sur le miroir. C'est pourquoi le fait de rajouter le diviseur de faisceaux dans la boucle de rétro-action a permis de diviser par deux cet effet et ainsi d'observer des résultats intéressants (Fig. 5.9). La solution serait peut être d'utiliser un cristal plus court afin de limiter la diffraction dans le matériau. En revanche, le couplage photoréfractif  $\Gamma = \gamma l$ , proportionnel à la longueur du milieu, serait réduit.

Comme nous venons de le voir le système et les solutions ne sont pas triviales, mais les derniers résultats nous laissent présager que nous sommes sur la bonne voie. Néanmoins, la réelle question qui est à soulever est de savoir si ce système peut ou non afficher des DS. Le seul élément de réponse pourrait être fourni par une analyse et une cartographie théorique détaillée des solutions pouvant être supportées et adoptées par ce système simple feedback.

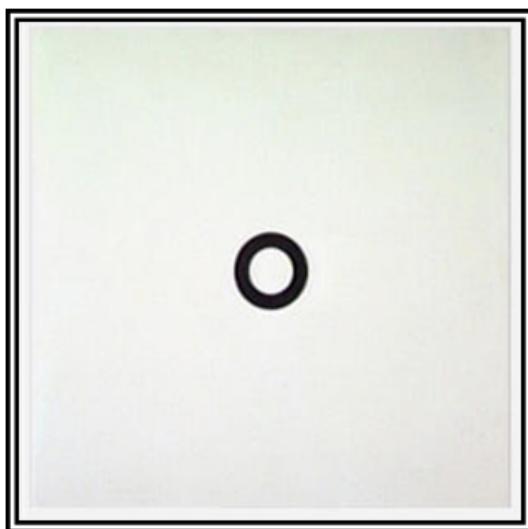


## Chapitre 6

# Conclusions et Perspectives







*Olivier Mosset, Sans titre - 1970*



## Conclusions

Notre travail s'est inscrit autour de trois axes principaux :

- Le contrôle de la formation d'un pattern au moyen d'un lattice photonique,
- Les effets du bruit et d'une dérive transverse sur la formation et la dynamique des patterns,
- La possibilité d'inscrire des structures localisées.

Notre système présente un milieu non linéaire composé d'un cristal photoréfractif soumis à une boucle de rétro-action. Cette configuration est connue pour sa relative simplicité (comparé au système en cavité) et sa capacité à développer des instabilités spatio-temporelles auto-organisées appelées patterns.

Dans les deux premiers chapitres, nous avons vu le phénomène d'instabilité modulationnelle qui conduit à l'apparition d'un nombre d'onde  $k_d$  critique. Ce dernier peut croître exponentiellement au dessus d'un certain seuil de couplage entre les deux faisceaux contra-propageants circulant dans le cristal photoréfractif. Nous avons observé en champ lointain l'apparition de structures géométriquement réparties dans l'espace sous la forme d'un hexagone (en raison du principe de minimisation de l'énergie). En utilisant un modèle à perturbations, nous avons montré qu'une analyse de la stabilité linéaire des équations du mélange à deux ondes conduit à une équation de seuil séparant les vecteurs d'ondes transverses stables et instables, pour des paramètres de contrôle particuliers. Ces paramètres peuvent être le gain photoréfractif ou bien encore la distance  $L$  correspondant à la distance du miroir par rapport au cristal. En changeant ces paramètres, nous pouvons modifier la géométrie du pattern, favorisant la sélection d'autres vecteurs d'onde (sachant que c'est toujours celui possédant le taux de croissance le plus rapide pour un minimum de gain qui sera sélectionné). Une simulation numérique type BPM (Beam Propagation Method) a été réalisée afin de trouver les combinaisons de vecteurs d'onde choisies par le système. Cette simulation numérique complète l'analyse de stabilité linéaire valable seulement dans le cas de faibles perturbations dans le système, et ne

faisant intervenir que le vecteur d'onde critique et non son arrangement et ses possibles combinaisons dans l'espace. Les résultats simulés sont en excellente adéquation avec les patterns observés expérimentalement au moyen d'un banc optique que nous avons réalisé à cet effet.

Après avoir mis en oeuvre théoriquement et expérimentalement les moyens de créer et d'observer la formation de patterns photoréfractifs, nous nous sommes intéressés à leur contrôle (chapitre 3). Pour ce faire, nous avons proposé une méthode innovante de contrôle en tirant parti de la présence d'un réseau périodique photonique. Les réseaux de ce type, plus communément appelés cristaux photoniques, sont connus pour leurs effets intéressants du point de vue du contrôle de la propagation de la lumière. Ce sont des structures d'indices périodiques modifiant la propagation des ondes électromagnétiques, de la même manière qu'un potentiel périodique dans un cristal semi-conducteur affecte le déplacement des électrons en créant des bandes d'énergie autorisées et interdites. Les longueurs d'ondes pouvant se propager dans le cristal se nomment des modes, et les groupes de modes autorisés s'appellent des bandes. L'absence de modes propagatifs des ondes électromagnétiques dans ces structures, dans une plage de fréquences ou de longueurs d'onde, est alors qualifiée de bande interdite (band-gap photonique). En créant une telle structure à l'intérieur de notre cristal photoréfractif, nous avons combiné les relations de bandes interdites linéaires avec la formation non linéaire de patterns, et observé trois scénarios bien distincts. Ces scénarios dépendent de différents paramètres de contrôle tels que la profondeur de modulation de l'indice créée par le réseau photonique, les amplitudes des vecteurs d'onde du réseau par rapport à ceux du pattern et l'intensité du faisceau créant le pattern par rapport à l'intensité de seuil nécessaire à l'apparition de ce dernier. Légèrement au-dessus du seuil de formation du pattern hexagonal, une suppression des modes instables se produit lorsqu'une partie de l'hexagone est située dans la région de la bande interdite du réseau photonique. Nous avons ainsi qualifié ce résultat "d'effet band-gap". En dessous du seuil de formation du pattern hexagonal, de nouvelles symétries de pattern sont formées. Le réseau est ainsi capable de forcer une solution particulière dans le système. Enfin, une brisure de la symétrie de rotation du système est induite par le lattice photonique, rendant possible un

contrôle de l'orientation du pattern dans son plan transverse.

Dans le chapitre 4, nous avons étudié la dynamique des patterns se formant au sein du système classique, c'est-à-dire sans structures périodiques photoniques. Nous avons constaté que l'apparition de la fréquence spatiale critique  $k_d$  menant au pattern final est souvent accompagnée d'une fréquence temporelle qui se manifeste dans l'oscillation et l'instabilité spatio-temporelle du pattern. Ceci se produit dans le cas où les faisceaux aller et retour ne sont pas parfaitement alignés, créant ainsi une brisure de symétrie involontaire dans le système (ou volontaire, pour ce qui va suivre). La géométrie, la vitesse de phase transverse, et la dynamique des structures spatiales formées se trouvent alors fortement influencées par le décalage transverse induit par la brisure de symétrie, mais également par la distance miroir-cristal et par l'intensité du faisceau pompe servant à la création du pattern. Ainsi, lorsque le miroir est incliné, différentes géométries de patterns ont été observées en fonction de l'angle d'inclinaison. Pour des valeurs bien définies du décalage transverse (inclinaison), une inversion de la vitesse de phase du pattern a également été rapportée. Enfin, concernant la dynamique, nous avons identifié les signatures menant à des régimes dits convectifs et absolus. Le régime convectif est connu pour afficher des structures spatiales entretenues par le bruit, présent dans tout système. Le régime absolu affiche quant à lui une dynamique des patterns entretenue par la dynamique du système. Ces régimes ont été identifiés pour la première fois dans un système photoréfractif, d'une manière similaire à ceux observés dans les milieux minces de type Kerr, bien que la physique qui régit les interactions non linéaires onde-matière est différente. Nous pouvons donc conclure que ces dynamiques, lorsqu'une brisure de symétrie s'opère dans un milieu, sont générales et ne dépendent pas de la nature de la non-linéarité mise en jeu.

Pour finir, le dernier chapitre était consacré à l'analyse de structures dites localisées. Ces structures, plus communément appelées solitons dissipatifs (DS), peuvent être utilisées dans différentes applications, telles que les mémoires optiques adressables. Intensément étudiées ces dernières années (mais peu dans les systèmes photoréfractifs), elles présentent encore des interrogations que nous espérons combler en les observant dans notre domaine. En effet, de par la dynamique lente de l'effet photoréfractif, et de par notre configuration expé-

rimentale relativement simple (simple feedback), notre système présente des caractéristiques intéressantes pour l'étude de la formation de DS. Principalement observées dans des systèmes dissipatifs où gain et perte, diffraction et non linéarité entrent en compétition, ces structures ont besoin d'être entretenues. Elles connectent généralement une branche de solution homogène avec une branche de solution de type patterns et sont capables d'être inscrites ou effacées sur le plan transverse de propagation d'un faisceau. Ayant réuni ce que nous pensions être tous les arguments nécessaires, nous n'avons pas réussi à démontrer clairement l'obtention de ces structures, bien que certains résultats paraissent prometteurs. Nous avons vu que la longueur du cristal photoréfractif pouvait être un avantage pour la création de patterns (gain proportionnel à la longueur du cristal) mais un inconvénient pour l'inscription de structures localisées. Ces dernières ont tendance à trop diffracter dans le milieu relativement épais et donc à effacer la solution de type pattern, nécessaire pour entretenir les structures.

## Perspectives

### **Instabilité de modulation en présence de lattices photoniques 2D**

Dans un premier temps, il serait intéressant de compléter les résultats du chapitre 3, en prenant en compte aussi bien expérimentalement que théoriquement, un lattice photonique à deux dimensions. L'interférence entre 3 ou 4 faisceaux cohérents dans le milieu photoréfractif permettrait de créer des réseaux périodiques à géométrie carrée, triangulaire ou bien même hexagonale. Bien que la structure de bandes devienne plus compliquée en 2D, ceci nous permettrait d'utiliser au maximum la reconfigurabilité de notre système, afin d'étudier le contrôle d'une instabilité de modulation 2D par un réseau photonique 2D.

### **Théorie sur le système photoréfractif convectif**

Comme expliqué dans le chapitre 4, il serait intéressant de compléter par une analyse théorique les résultats expérimentaux obtenus en présence de l'effet d'advection ; et en particulier les résultats concernant la possible création

d'ondes scélérates et de structures entretenues par le bruit, observés en présence de forts décalages transverses. Comparé aux milieux Kerr fins, la diffraction non négligeable dans le milieu photoréfractif épais, la non localité de l'effet photoréfractif ainsi que sa dynamique lente en font un bon et nouveau candidat pour la poursuite d'études théoriques sur ce système.

### **Théorie et expériences sur les structures localisées photoréfractives**

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 5, les résultats expérimentaux concernant l'inscription de structures localisées dans notre système sont encourageants. Ces résultats pourraient certainement être améliorés en utilisant un cristal photoréfractif plus fin (similaire à celui utilisé dans la référence [212] et mesurant 1mm de longueur), afin de limiter la diffraction du faisceau d'inscription. Ceci diminuerait en partie le couplage photoréfractif, mais pourrait être compensé par une augmentation de l'intensité du faisceau pattern servant de pompe pour le couplage ainsi que l'angle de tilt du cristal. Afin de savoir si ce système peut ou non afficher des structures localisées, il faudrait effectuer une analyse et une cartographie théorique détaillées des solutions pouvant être supportées et adoptées par un système photoréfractif simple feedback. Pour ce faire, le modèle théorique présenté dans le chapitre 3 pourrait être adapté au cas des "structures localisées". Une autre solution serait d'adapter le modèle d'équation type Lugiato-Lefever [73] à notre système. Ce modèle, initialement introduit dans le cadre de la formation de patterns, est désormais couramment utilisé en mathématique pour prédire la formation de solitons de cavité dans des milieux de type Kerr.

### **Combinaisons des différentes études**

Concernant la dynamique du système, il serait intéressant de combiner les résultats obtenus avec le lattice photonique et ceux obtenus par les effets d'advection. Par exemple, il a été démontré dans un papier de 2007 [213], que la présence d'un lattice photonique pouvait supprimer l'instabilité dynamique longitudinale de deux solitons contra-propageants dans un système photoréfractif proche du nôtre (mais sans rétro-action optique). Ainsi, l'action du lat-

tice pourrait entrer en compétition avec les dynamiques du pattern observées en régimes convectif ou absolu. Un résultat intuitif comme l'annulation de la vitesse de phase transverse du pattern serait par exemple attendu lorsque la périodicité du lattice serait comparable à la périodicité du pattern. D'un point de vue applicatif, le contrôle peu invasif de type lattice photonique permettrait d'inhiber tout effet transverse lié au désalignement d'un système en cavité, tout en laissant libre cours à ce dernier d'afficher des effets non linéaires.

Il serait également intéressant de combiner le lattice photonique avec l'inscription de structures localisées. Ceci constituerait une des premières observations expérimentales de solitons de cavité discrets, comme ceux étudiés par exemple dans la référence [214].

### Création de patterns au moyen de faisceaux à profil vortex

Un vortex optique est un faisceau possédant une variation continue (de 0 à un multiple de  $2\pi$ ) de la phase autour d'un point central. Ce point possède toutes les phases à la fois. Il est donc le lieu d'une amplitude nulle. En conséquence, le front d'onde du faisceau est en forme de spirale (Fig. 6.1) et son profil d'intensité en forme de *beignet* (Fig. 6.1). La variation de phase est donnée par ce que l'on appelle la charge topologique du vortex. Celle-ci représente le nombre de variations de 0 à  $2\pi$  de la phase sur une longueur d'onde. Ainsi un vortex de charge topologique 1 présente une variation de phase de 0 à  $2\pi$ , un vortex de charge topologique 2, de 0 à  $4\pi$ ...

L'idée serait d'utiliser notre système photoréfractif simple feedback en y injectant un faisceau à profil vortex. La modulation de phase, créée lors de l'interaction entre les deux faisceaux vortex contra-propageants dans le milieu photoréfractif, pourrait être également modulée par la propre phase hélicoïdale du vortex. Ceci conduirait probablement à la formation de nouvelles géométries de patterns et/ou à des dynamiques différentes de celles rencontrées jusqu'à présent.

Expérimentalement, un modulateur spatial de lumière (SLM, Spatial Light Modulator) peut imposer un terme de phase azimutal sur une onde incidente le traversant, et ainsi convertir l'onde en un faisceau hélicoïdal. Cependant cette méthode nécessite un SLM qui possède une modulation de phase précise de 0

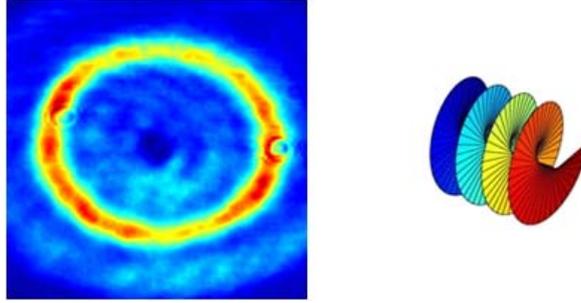


FIG. 6.1: Profil d'intensité vortex et front d'onde en spirale.

à  $2\pi$ , ce qui est difficile à effectuer avec la plupart des SLM sur le marché. Une autre méthode consiste à créer un hologramme numérique du vortex que l'on veut générer. L'enregistrement holographique n'est possible que si la lumière utilisée est cohérente. C'est pourquoi il faudrait utiliser comme onde référence un laser dans sa zone de Rayleigh, donc une onde plane, et comme onde objet le vortex. Le but ici est de recréer cet environnement au moyen d'un ordinateur pour que les interférences soient calculées numériquement. Connaissant les équations caractérisant ces deux ondes, nous pouvons calculer par l'intermédiaire d'un logiciel mathématiques comme Matlab, la figure d'interférences produite par ces deux faisceaux (Fig. 6.2). En imprimant la figure et en l'illuminant à nouveau par la même onde de référence, on pourra obtenir le faisceau à profil vortex dans les différents ordres de diffraction du réseau (Fig. 6.2).

Cette technique est intéressante car elle permet de générer différents faisceaux à profil vortex, sous différentes longueurs d'ondes, et nécessite un équipement simple. Elle pourrait donc être facilement implémentée sur notre système photoréfractif.

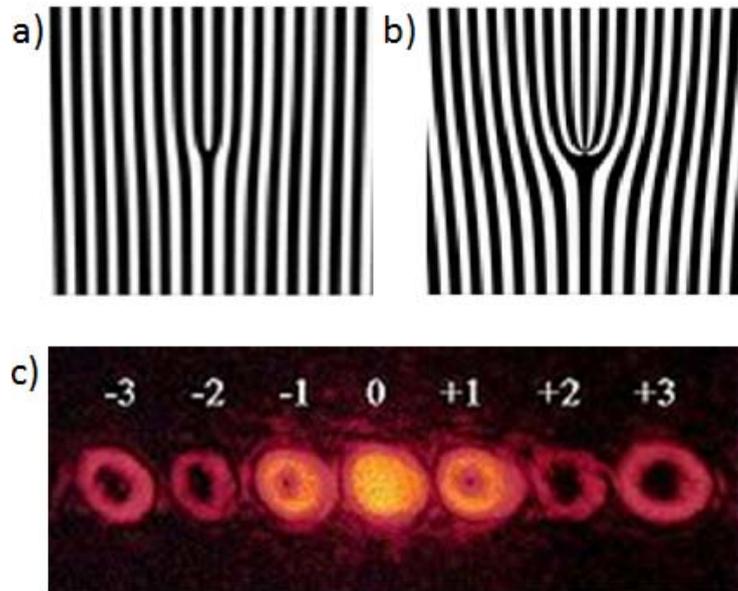


FIG. 6.2: a) Figure d'interférences observée en faisant interagir un vortex de charge topologique 1 avec une onde plane. Le résultat obtenu est un réseau caractérisé par une "fourchette" en son centre. b) Similaire à a) pour une charge topologique 4. c) Figure de diffraction obtenue en illuminant le masque obtenu en a). On retrouve pour chaque ordre de diffraction la charge topologique du vortex correspondante : ordre 1, charge topologique 1, ordre 2 charge topologique 2...





# Annexe A

## Établissement de la longueur d'auto-reproduction de Talbot

Afin d'analyser l'évolution de l'amplitude d'une onde lumineuse, on introduit un développement de son champ électrique  $\vec{E}$  sur le mode d'émission du laser caractérisé par sa pulsation  $\omega_0$  et son nombre d'onde  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  :

$$\vec{E}(r, t) = \frac{1}{2}(\vec{E}_0(r, t)\exp[i(k_0z - \omega_0t)] + c.c.) \quad (6.1)$$

où  $\vec{E}_0(r, t)$  décrit l'écart par rapport à l'onde plane. L'amplitude correspondante est supposée lentement variable par rapport aux échelles de temps et d'espace associées à  $k_0$  et  $\omega_0$ . Dans l'approximation paraxiale où le champ se propage suivant l'axe  $z$ , l'équation d'onde pour l'enveloppe<sup>1</sup>  $E_0$  s'écrit (le développement de cette équation à partir des relations de Maxwell est détaillé dans l'annexe B) :

$$\frac{\partial E_0(r)}{\partial z} = \frac{i}{2k_0}\Delta_{\perp}E_0(r) \quad (6.2)$$

où  $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  est le Laplacien transverse (par souci de simplification, nous nous limiterons maintenant à une seule dimension transverse ( $r \rightarrow x$ )). En transposant l'équation (6.2) dans l'espace transverse réciproque ( $x, z \rightleftharpoons q, z$ ) (transformé de Fourier), l'effet de la propagation libre sur la composante de Fourier  $\widetilde{E}_0(q_0, z)$  (où  $q_0 = 2\pi/\Lambda$ ) se résume à une simple multiplication :

---

<sup>1</sup>Le passage en grandeur scalaire suppose une projection sur l'axe de polarisation.

$$\widetilde{E}_0(q_0, z + \Delta z) = \widetilde{E}_0(q_0, z) \cdot \exp\left(i \frac{q_0^2}{2k_0} \Delta z\right) \quad (6.3)$$

L'exponentielle imaginaire, fonction de période  $2\pi$ , fournit directement la condition d'auto-reproduction définissant la longueur  $l_T$  :

$$\frac{q_0^2}{2k_0} l_T = 2\pi \Rightarrow l_T = 2 \frac{\Lambda^2}{\lambda_0}. \quad (6.4)$$

De plus, lorsque  $z = (p + 1)l_T/4$  et  $z = (p + 3)l_T/4$  avec  $p$  appartenant à l'ensemble des entiers naturels positifs, l'exponentielle prend les valeurs  $\pm i$  ce qui implique, pour ces distances précises, qu'une modulation en amplitude est entièrement convertie en modulation de phase et réciproquement.

# Annexe B

## Établissement de l'équation d'onde paraxiale

Rappelons tout d'abord les relations de Maxwell sur l'électro-magnétisme utiles au développement. Loi de Faraday :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (6.5)$$

Action de l'opérateur nabla sur la loi de Faraday :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (6.6)$$

Théorème d'Ampère-Maxwell en absence de déplacement de charge :

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \Rightarrow \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (6.7)$$

Dérivée par rapport aux temps de la loi de Maxwell-Ampère :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (6.8)$$

Sachant que  $\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{B})$ , la comparaison entre les équations 6.6 et 6.8 mène à l'égalité suivante :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (6.9)$$

Par ailleurs, le premier membre de cette équation peut s'écrire  $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \vec{\nabla}^2 \vec{E}$ , or en absence de charge, le théorème de Gauss pour le

champ  $\vec{E}$  donne  $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$ . De plus, si on fixe le repère de manière à ce que l'onde électromagnétique se propage suivant l'axe  $z$ , il est possible de séparer l'évolution longitudinale ( $z$ ) et transverse ( $x, y$ ) du champ dans le Laplacien :

$$\nabla_{\perp}^2 \vec{E} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (6.10)$$

où  $\mu_0 \varepsilon_0$  a été remplacé par  $1/c^2$ .  $c$  est la vitesse de propagation de l'onde et l'indice " $\perp$ " désigne les coordonnées transverses  $x$  et  $y$ .

Le champ  $\vec{E}$  peut être écrit en séparant l'amplitude  $\vec{E}_0(r)$  lentement variable et la partie oscillant à la fréquence optique :

$$\vec{E}(r, t) = \frac{1}{2} \{ \vec{E}_0 \exp[i(\omega_0 t - k_0 z)] + c.c. \}. \quad (6.11)$$

L'équation (6.10) se développe alors :

$$\nabla_{\perp}^2 \vec{E}_0 - 2ik_0 \frac{\partial \vec{E}_0}{\partial z} + \frac{\partial^2 \vec{E}_0}{\partial z^2} - k_0^2 \vec{E}_0 + \frac{\omega_0^2}{c^2} \vec{E}_0 = 0 \quad (6.12)$$

Connaissant la relation  $c = \omega_0/k_0$  pour les ondes planes, les deux derniers éléments de cette relation s'annulent. Par ailleurs, l'approximation de l'enveloppe lentement variable consiste à dire que les amplitudes varient lentement dans l'espace et le temps, à l'échelle de la longueur d'onde et de la fréquence optique, ce qui justifie l'inégalité suivante :

$$|k_0 \frac{\partial \vec{E}_0}{\partial z}| \gg \left| \frac{\partial^2 \vec{E}_0}{\partial z^2} \right|. \quad (6.13)$$

L'expression finale de l'équation d'onde paraxiale est donc :

$$\nabla_{\perp}^2 \vec{E}_0 - 2ik_0 \frac{\partial \vec{E}_0}{\partial z} = 0 \quad (6.14)$$

# Annexe C

## Description de notre calcul numérique

La méthode de calcul numérique BPM (Beam Propagation Method) est une technique générale qui est utilisée pour modéliser la propagation de la lumière dans un système avec une variation spatiale de l'indice de réfraction. Elle peut donc être utilisée pour évaluer numériquement les évolutions de la lumière à travers un système optique non linéaire où l'indice de réfraction dépend de l'intensité optique (effet Kerr ou photoréfractif). La méthode consiste en la division du système, le long de l'axe de propagation du faisceau, en un certain nombre de petites portions de longueur  $\delta z$ , servant de pas d'itération pour le calcul numérique.

Dans ce qui suit, nous décrivons brièvement la manière de résoudre les équations aux dérivées partielles couplées (eq. (2.34)-(2.36)), utilisant des conditions aux limites fournies par les équations (eq. (2.38), (2.39)). C'est un problème spatial à deux dimensions transverses ( $x, y$ ) et une dimension longitudinale (propagation du faisceau selon  $z$ ). Pour la résolution des équations, nous considérons l'une des deux équations de propagation de la lumière, par exemple celle pour l'onde aller  $F$  (eq. 2.34) :

$$(\partial_z - iDK^2)\tilde{F}(z) = -\tilde{Q}\tilde{B}(z) \quad (6.15)$$

que nous avons déjà transformée dans l'espace de Fourier, où  $K^2 = k_x^2 + k_y^2$ . Le tilde indique le passage à la transformée de Fourier spatiale, obtenu par l'utilisation de l'algorithme "Fast-Fourier-Transform" (FFT) sous Matlab. Dans l'équation (6.15), seule la dépendance sur la variable de propagation  $z$  est

conservée. L'équation initiale aux dérivées partielles est alors transformée en un système d'équations aux dérivées ordinaires, avec autant d'équations qu'il y a de composantes de Fourier. L'équation (6.15) ne peut pas être résolue directement, en raison de la convolution  $\widetilde{QB}$ , qui contient le faisceau retour  $B$  couplé avec la variable  $Q$  décrivant l'établissement du réseau photoréfractif. Toutefois, pour une distance de propagation infinitésimale  $\delta z$ , nous supposons que le terme de convolution ne change pas de façon significative, et nous intégrons les équations de la sorte dans l'espace de Fourier :

$$\widetilde{F}(z + \delta z) = \widetilde{F}(z) \exp(iDK^2 \delta z) + i\widetilde{QB}(z) \frac{\exp(iDK^2 \delta z) - 1}{DK^2} \quad (6.16)$$

La transformée de Fourier inverse déterminera ensuite l'amplitude du champ  $F(z+\delta z)$  dans l'espace réel pour un pas  $\delta z$ . De cette manière, de pas en pas, le faisceau aller se propage à travers le milieu non linéaire. De manière analogue, le faisceau retour  $B$  qui provient de la réflexion du faisceau  $F$  à la sortie du milieu sur le miroir, se propagera dans la direction opposée. L'interaction des deux faisceaux conduit à la formation du réseau photoréfractif  $Q$ . Nous supposons que la variable  $Q$  ne change pas au cours de la propagation des faisceaux aller et retour. Ceci est justifié par l'hypothèse dans notre modèle que l'évolution temporelle du réseau est beaucoup plus lente que le temps nécessaire aux faisceaux pour traverser le cristal. De plus, en raison de la condition limite imposée par le miroir, nous sommes obligés de garder fixe la répartition spatiale de l'un des deux faisceaux durant la propagation de l'autre. En conséquence, la propagation des faisceaux est effectuée en alternance, jusqu'à ce qu'ils convergent vers une solution, pour une distribution spatiale du réseau  $Q$  donnée.

Malheureusement, le schéma d'intégration décrit ne permet pas la convergence du système, l'algorithme perdant la solution durant la propagation selon l'axe  $z$ . Afin de surmonter cette difficulté numérique, une procédure d'itération du second ordre est nécessaire. Elle prend la forme d'un amortissement artificiel ajouté aux équations des champs :

$$\tilde{F}^i(z + \delta z) = \tilde{F}^{(\eta=0)}(z + \delta z) - \eta[\tilde{F}^i(z) - \tilde{F}^{i-1}(z)] \quad (6.17)$$

où  $i$  compte le nombre d'itérations,  $\tilde{F}^{(\eta=0)}$  est égal au membre de droite de l'équation (6.16) à une étape d'itération  $i$ ,  $\eta$  est la constante d'amortissement artificielle. Cette dernière possède une valeur optimale, pour laquelle le nombre d'itérations nécessaires pour la convergence est faible. Dans nos simulations  $\eta = 0.004$ .

Cette méthode, qualifiée de méthode de relaxation doit, bien entendu, être complétée par un critère de convergence. Nous constatons que la distribution spatiale des champs de lumière est approchée de manière suffisante, si les profils transverses sur les faces d'entrée et de sortie du cristal n'évoluent plus de manière significative : l'état stationnaire étant donc atteint. Le critère de convergence peut être établi de la manière suivante :

$$\int |\tilde{F}^i(x, y) - \tilde{F}^{i-1}(x, y)| dx dy < \varepsilon \int |\tilde{F}^i(x, y)| dx dy \quad (6.18)$$

$$\int |\tilde{B}^i(x, y) - \tilde{B}^{i-1}(x, y)| dx dy < \varepsilon \int |\tilde{B}^i(x, y)| dx dy \quad (6.19)$$

Des résultats précis sont obtenus pour  $\varepsilon = 10^{-6}$ . Ainsi, dès que les profils des faisceaux ont convergé vers une solution stationnaire, le terme d'amortissement artificiel dans l'équation (6.17) devient négligeable, assurant que nous avons trouvé une solution des équations (2.34)-(2.35). Une fois ce critère atteint, pour un temps infinitésimal  $\delta t$  nous incrémentons le pas temporel dans l'établissement du réseau photoréfractif, en ayant pris soin de mettre à jour l'amplitude du réseau  $Q$  dépendant des solutions  $F$  et  $B$  trouvées précédemment :

$$Q(t + \delta t) = Q(t) \exp(-\delta t / \tau) + \frac{\Gamma F B^*}{|F|^2 + |B|^2 + I_d} [1 - \exp(-\delta t / \tau)] \quad (6.20)$$

Toutes ces étapes sont réitérées jusqu'à la formation d'un éventuel pattern (Fig. 6.3) dans le profil transverse des champs  $F$  et  $B$ , fortement conditionnée par la valeur  $\Gamma$  (force de couplage photoréfractive) choisie dans la simulation.

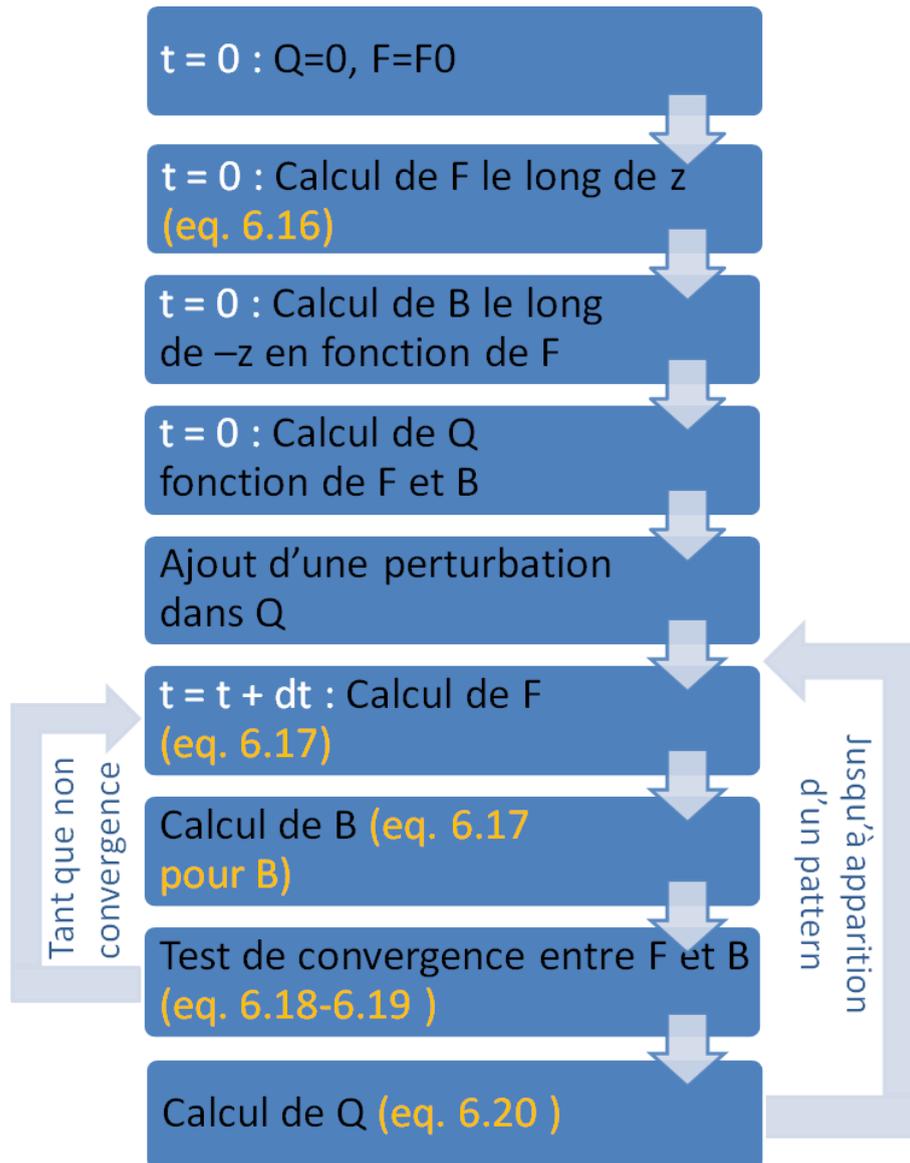


FIG. 6.3: Schéma d'intégration numérique.





# CV, Publications

## MARSAL Nicolas

25 rue du Muguet

57310 BOUSSE (France)

00336 43 67 37 63

nicolas.marsal@metz.supelec.fr

Date of Birth : 22-06-1984



## PhD Student in Photonics

### Education

Currently	<b>Doctor's degree in Physics</b> <i>"Control of the auto-organization of light in a nonlinear optical single feedback system"</i>	Laboratory MOPS, SUPELEC and University Paul Verlaine, METZ (France)
2007	<b>Master's degree in Physics (POEM)</b> <i>"Plasma Opto-Electronics and Micro-nanosystems"</i>	University Paul Verlaine, METZ (France)
2005	<b>Bachelor's degree in Physics</b>	University Paul Verlaine, METZ (France)
2002	<b>Baccalaureate in Sciences</b>	High-School Notre Dame de la Providence, THONVILLE (France)

### Research Topics

#### Physics / Nonlinear Optics

- Formation and control of transverse structures in nonlinear optical systems
- Propagation of light in waveguides arrays
- Photonic lattices, photonic crystals
- Photorefractive effect
- Spatio-temporal soliton in dissipative systems
- Noise, convective and absolute instabilities

## Professional Career

2007-2010	<b>Teaching activities</b> <i>(300 hours) Wave optics, Electrical engineering, Holography</i>	University Paul Verlaine, METZ (France)
2007-2010	<b>International collaboration</b> <i>FAST Program, 3 month in Canberra : "Control of light in periodic photonic structures : from waveguides to cavities"</i>	Nonlinear Physics Center, ANU, CANBERRA (Australia)
2008-2010	<b>Elected Representative of PhD students</b> <i>Organization of conferences</i>	Doctoral School EMMA, NANCY (France)
2007	<b>Professional Training (5 month) in Master 2</b> <i>"Pattern formation in a photorefractive cavity"</i>	SUPELEC, METZ (France)
2006	<b>Professional Training (2 month) in Master 1</b> <i>"Creation et characterization of a vortex beam"</i>	Laboratory MOPS, METZ (France)

## Research Impact

<b>Publications journals</b>	4
<b>Publications conference proceedings</b>	2
<b>Invited talks</b>	4
<b>Oral conference communications</b>	8
<b>Poster conference communications</b>	4
	<hr/>
	<b>22</b>

## Hobbies

### Tennis

- President of my tennis club ([www.tennisclubbousse.com](http://www.tennisclubbousse.com))
- Judge
- Tennis teacher

### Others

- Diving
- Piano
- Painting (Art)

## List of publications

### Publications in journal and proceedings

- Andrey A. SUKHORUKOV, N. MARSAL, Alexander E. MINOVICH, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, Dragomir N. NESHEV, and Yuri S. KIVSHAR, "Lattice controlled modulational instability in feedback systems". In *Optics letters (accepted)*, 2010
- N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, "Noise- and dynamics-sustained instabilities in a nonlinear photorefractive system". In *Physical Review A Rapid Comm.*, 81(3):031804(R), 2010
- N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, "Advection effect in a photorefractive single feedback system: from noise- to dynamics- sustained instabilities". In *Proceedings of SPIE*, (to be published) 2010
- N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, D. NESHEV, "All-optical control of nonlinear cavity modes by periodic photonic structures". In *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 45(11):1380, 2009
- N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, D. NESHEV, "Control of patterns formation in a single feedback system by photonic bandgap structures". In *Proceedings of SPIE : Photonic Crystal Materials and Devices VIII*, 6989(0S):1-8, 2008
- N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, D. NESHEV, "Experimental control of pattern formation by photonic lattices". In *Optics Letters*, 33(21):2509, 2008

### Conferences

- A. SUKHORUKOV, N. MARSAL, A. MINOVICH, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, D. NESHEV, Y. KIVSHAR, "Control of Modulational Instability in Periodic Feedback Systems". In *Nonlinear Photonic Topical Meeting, Karlsruhe (Germany)*, 2010
- N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, "Dynamics of Drifting Patterns in a Tilted Feedback System ". In *Nonlinear Photonic Topical Meeting, Karlsruhe (Germany)*, 2010
- N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, "Instabilité convective et absolue dans un système photoréfractif à rétroaction". In *GDR PhoNoMi2 Photonique Nonlinéaire et Milieux Microstructurés, Bruxelles (Belgique)*, 2010
- N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, "Contrôle d'instabilités modulationnelles dans un système périodique à rétroaction ". In *GDR PhoNoMi2 Photonique Nonlinéaire et Milieux Microstructurés, Bruxelles (Belgique)*, 2010
- N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, "Advection effect in a photorefractive single feedback system: from noise- to dynamics- sustained instabilities". In *Proceedings of SPIE*, 7728, Bruxelles (Belgique), 2010
- D. WOLFERSBERGER, N. MARSAL, C. DAN, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, M. ALONZO, E. FAZIO, D. NESHEV, "Control of light in bulk photorefractive materials: from waveguides to cavities". In *ICTON Mediterranean Winter (ICTON-MW09)*, Angers (France), (invited talk), 2009

- D. NESHEV, N. MARSAL, A. MINOVICH, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, A. SUKHORUKOV, Y. KIVSHAR, "Modulational instability and solitons in a periodic dissipative feedback system". In *ACOFT/ACOLS 2009 Adelaide (Australie) Sub Conference Dissipative Soliton (invited talk)*, 2009
- N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, "Noise-sustained dynamics of drifting patterns in a tilted nonlinear feedback system". In *ACOFT/ACOLS 2009 Sub Conference Dissipative Soliton*, Adelaide (Australie), 2009
- N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, D. NESHEV, "Control of pattern formation in a single feedback system by photonic lattices". In *A Future In Light*, Metz (France), 2009
- N. MARSAL, I. GARANOVICH, T. CRASTO, A. MITCHELL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, A. SUKHORUKOV, D. NESHEV, Y. KIVSHAR, "Interface Solitons in Electro-Optically Configurable Waveguide Arrays". In *Technical Digest of CLEO Europe 2009*, Munich (Germany), 2009
- D. NESHEV, N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, A. SUKHORUKOV, W. KROLIKOWSKI, Y. KIVSHAR, "Nonlinear Control of Light in Periodic Photonic Structures: From Waveguides to Cavities". In *IEEE/LEOS Winter Topicals Meeting Series (TuB3.2):144-145*, Innsbruck (Austria), (invited), 2009
- N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, D. NESHEV, "All-optical control of pattern formation in a BaTiO<sub>3</sub> single-feedback optical system by means of photonic lattices". In *9th European Conference on Applications of Polar Dielectrics (ECAPD-9)*, Roma (Italie), (invited), 2008
- N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, D. NESHEV, "Control of pattern formation in a single feedback system by photonic lattices". In *Proceedings of International Commission for Optics (ICO-21):249*, Sydney (Australia), 2008
- N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, D. NESHEV, "Control of pattern formation in a single feedback system by photonic lattices". In *EOS Annual Meeting 2008 (TOM 6 895)*, Paris (France), (poster), 2008
- N. MARSAL, G. MONTEMEZZANI, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, D. NESHEV, "Control of patterns formation in a single feedback system by photonic bandgap structures". In *Proceedings of SPIE : Photonic Crystal Materials and Devices VIII*, Strasbourg (France), 2008
- N. MARSAL, D. WOLFERSBERGER, M. SCIAMANNA, G. MONTEMEZZANI, D. NESHEV, "Etude des effets d'un lattice optique sur un pattern hexagonal". In *Journée DYCOEC*, Nice (France), 2008



## Experimental control of pattern formation by photonic lattices

N. Marsal,<sup>1,\*</sup> D. Wolfersberger,<sup>1</sup> M. Sciamanna,<sup>1</sup> G. Montemezzani,<sup>1</sup> and D. N. Neshev<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire Matériaux Optiques, Photoniques et Systèmes (LMOPS), CNRS UMR 7132, Unité de Recherche Commune à Supelec et Université Paul Verlaine de Metz, France

<sup>2</sup>Nonlinear Physics Centre, Research School of Physical Sciences and Engineering, Australian National University, Canberra, 0200 ACT, Australia

\*Corresponding author: nicolas.marsal@metz.supelec.fr

Received July 28, 2008; accepted September 12, 2008;  
posted October 3, 2008 (Doc. ID 99477); published October 27, 2008

We study the control of modulational instability and pattern formation in a nonlinear dissipative feedback system with a periodic modulation of the material refractive index. We use a one-dimensional photonic lattice in a single-mirror feedback configuration and identify three mechanisms for pattern control: bandgap suppression of instability modes, periodicity induced pattern modes, and orientational pattern control.  
© 2008 Optical Society of America  
OCIS codes: 190.4420, 190.3100.

Nonlinear systems displaying patterns are ubiquitous in nature [1] and experience similar properties owing to the unique interplay among nonlinearity, dispersion, gain, loss, and feedback in the system. In general such dissipative systems display a large number of unstable pattern modes, which are related to the breaking of the rotational and translational symmetry. Owing to the feedback, however, only few of these modes are normally excited.

In optics, the formation of patterns in cavities is widely studied [2–6] owing to possible applications in emission control of large-mode-area lasers. In these studies, various techniques for control of the pattern formation have been reported. These include methods based on spatial filtering [2], frequency detuning [3], and spatial seeding of nonlinear modes [4,5]. In addition, theoretical predictions have demonstrated the extended ability for control of the pattern formation by implementation of a photonic periodic structure inside the cavity [7]. Indeed, the use of periodic structures have proven to enable manipulation of the fundamental aspects of wave propagation [8], and the implementation of such structures inside a cavity can lead to novel nonlinear phenomena, including discrete cavity modulational instability (MI) [7] and discrete cavity solitons [9]. It was also shown experimentally that a periodic structure can lead to suppression of the longitudinal dynamic instability for counterpropagating spatial solitons [10]. Despite the large theoretical interest, however, an experimental demonstration of the interplay between periodic photonic bandgap structures and optical patterns in a feedback system is, to the best of our knowledge, still lacking.

In this Letter, we study experimentally the conditions for pattern formation in a feedback nonlinear system with a one-dimensional (1D) periodic lattice, combining two concepts: a photorefractive two-wave mixing in a single-mirror configuration [3] and an optically induced lattice [11]. We study how the strength and periodicity of the optical lattice influence the conditions for MI and correspondingly the

pattern formation. By properly adjusting the optical lattice wave vectors with respect to the wave vectors of the system instability modes, we demonstrate three important control mechanisms: (i) bandgap inhibition of instability modes, (ii) seeding of instability patterns by the lattice periodicity, and (iii) lattice-induced pattern reorientation.

In our experiments we employ the setup shown in Fig. 1. The part of the setup indicated by the solid line is similar to the configuration described in [2]. It contains a photorefractive two-wave mixing in a reflection grating geometry and a tunable single feedback. In this counterpropagating configuration, the laser beam becomes unstable against MI and sidebands arranged in hexagonal patterns grow from scattered light appearing from this geometry. Their directions are determined by both the phase matching in the nonlinear gain medium and the effect of

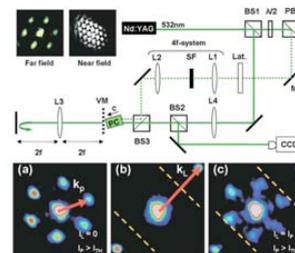


Fig. 1. (Color online) Top, experimental setup. L, lenses; PBS, polarizing beam splitter; SF, spatial filter; Lat, 1D transmission grating;  $\lambda/2$ , half-wave plate; M, mirror; VM, virtual mirror; PC, BaTiO<sub>3</sub> photorefractive crystal. Inset, typical far- and near-field patterns. Bottom, far-field patterns (a) hexagonal pattern without optical lattice, (b) linear diffraction on the optical lattice, and (c) coexistence between nonlinear optical pattern and linear diffraction for  $k_L = 2.2k_p$ . Dashed lines denote the position of the lattice bandgap.

diffraction introduced by the feedback. A lot of transverse  $k$ -vectors can appear, but only the one with the lowest gain threshold will grow [12,13]. Experimentally, we use a  $p$ -polarized 532 nm pattern beam that is focused inside an undoped BaTiO<sub>3</sub> crystal with a 400  $\mu\text{m}$  diameter. The crystalline  $c$ -axis points toward the feedback mirror but is rotated by roughly 25° with respect to the optical axis of the system. The resulting contribution of the large electro-optic coefficient  $r_{332}$  in the conventionally hole-conducting BaTiO<sub>3</sub> allows one to switch the sign of the photorefractive gain for the backward propagating beam from negative to positive [14]. The feedback is generated via a mirror placed behind the lens L3. The mirror can be precisely moved longitudinally to vary the position of the corresponding virtual mirror (Fig. 1). This allows adjustment of positive or negative effective propagation lengths [2]. Depending on the distance mirror-crystal and above a threshold intensity ( $I_{TH}$ ) a finite set of wave vector pairs is selected, leading to the formation of a hexagonal pattern with typical far- and near-field ( $I_P$ ) intensity distributions shown in the inset of Fig. 1 (top).

To create a periodic optical lattice, a Gaussian beam (shown with a dotted line in Fig. 1 and called the lattice beam) is sent through a 1D transmission grating with variable periodicity. The  $\pm$  first diffraction orders are then selected by a spatial filter in the Fourier plane of the lens L1 and recombined in the crystal by a  $4f$  system [10]. The intensity of the lattice beam ( $I_L$ ) is tuned thanks to a half-wave plate and a polarizing beam splitter. The patterns are identified by monitoring their far field onto a CCD camera. To avoid coherent interactions between the pattern and the lattice beams, they are orthogonally polarized.

Figure 1(a) shows the typical far-field hexagonal pattern formed in the absence of the lattice beam. The optical power of the pattern beam necessary to reach the hexagonal pattern threshold is 20 mW. To test the strength of the optical lattice, we temporarily remove the feedback mirror and monitor the far field of the pattern beam diffracted on the optical lattice. The pattern beam diffraction gives rise to the two outer spots appearing along the diagonal, corresponding to the 45° lattice orientation as seen in Fig. 1(b). The central spot corresponds to the zero order of diffraction and the other two spots to the  $\pm 1$  diffraction orders. The arrows in Figs. 1(a) and 1(b) respectively represent the transverse wave vectors associated with the hexagonal pattern ( $\mathbf{k}_P$ ) and the optical lattice ( $\mathbf{k}_L$ ). The former corresponds to the spontaneous transverse  $k$  vector of the reflection grating that arises during pattern formation [13]. The dashed lines in Figs. 1–3 represent the position of the bandgap of the photonic lattice situated at  $k_L/2$  and corresponding to the edges of the first Brillouin zone [15].

In the following, we investigate the effect of the relative magnitude and orientation of  $k_L$  on the formation of optical patterns in the system. In the experiments we first send the lattice beam into the photorefractive crystal to create periodic refractive index

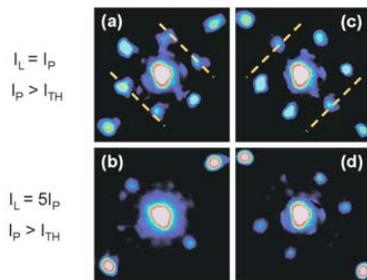


Fig. 2. (Color online) Bandgap inhibition of instability modes for two different lattice beam intensities. (a) and (b) Suppression of instability modes for  $k_L = \sqrt{3}k_P$ . (c) and (d) Suppression of instability modes when  $k_L = 2k_P$  in perpendicular direction. Dashed lines indicate the edges of the Brillouin zone.

modulation, and then the pattern beam is launched into the medium. For  $k_L = 2.2k_P$ , when all the wave vectors of the instability modes fall within the first Brillouin zone of the lattice, the nonlinear optical hexagonal pattern coexists with the linear 1D diffraction [Fig. 1(c)]. Note that in this case the optical power of the pattern beam ( $\approx 30$  mW) was larger than the previous value of 20 mW because the presence of the optical lattice in the crystal tends to increase the hexagonal pattern threshold.

An important configuration for bandgap control of the optical patterns is the one where the periodicity of the optical lattice is such that  $k_L = \sqrt{3}k_P$ . In this case, some spots of the hexagonal pattern are situated exactly in the bandgap region of the optical lattice [Fig. 2(a)], pattern and lattice beam intensities being comparable. By increasing the lattice beam intensity,  $I_L = 5I_P$  [as seen by the two brighter outer spots in Fig. 2(b) compared to Fig. 2(a)], the MI can be suppressed in the bandgap region [Fig. 2(b)] as a result of the fact that the lattice bandgap prohibits the growth from noise of instability modes with corresponding wave vectors. A qualitatively similar effect occurs if two spots of the hexagons overlap the bandgap area for  $k_L = 2k_P$  [Figs. 2(c) and 2(d)], again leading to symmetry breaking of the induced pat-

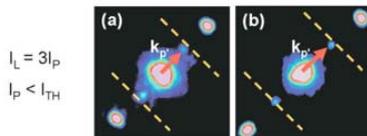


Fig. 3. (Color online) Seeding of instability modes. Diagonal pattern obtained at intensity below the hexagonal formation threshold with (a)  $k_L = 1.3k_{P(\text{hexagons})}$  and (b)  $k_L = 2.2k_{P(\text{hexagons})}$ .  $k_{P'}$  is the new wave vector associated with the new diagonal pattern.

terns. It is important to note that the output differs drastically when the lattice beam is sent through the crystal after the formation of the hexagonal pattern. In this case, the established high intensity instability modes shift the lattice bandgaps such that the propagation constant of the modes lies outside the bandgap region and suppression of the instability is no longer possible.

The results above are obtained in a range of parameters for which the pattern beam dominates the dynamics. This situation can be changed if we decrease the pattern beam intensity below the threshold for the hexagon formation. In this case, we have found that the presence of the lattice periodicity can induce a new optical pattern solution that reflects the lattice geometry. We show an example of this in Fig. 3(a), where the pattern beam power was 15 mW. The new seeded pattern with wave vectors ( $k_p$ , in Fig. 3) inside the first Brillouin zone now presents a diagonal symmetry instead of the hexagonal one and is animated by oscillating dynamics. In other words, the optical lattice enables the appearance of a new wave vector whose gain is smaller than the one for the hexagons. Indeed, this diagonal pattern disappears in favor of a hexagonal one (with the previous wave vector  $k_p \neq k_p$ ) when the probe beam intensity is increased and reaches the threshold for the hexagons. Similar effects occur for any lattice periodicity [Fig. 3(b)]. Note that without feedback in the system, such diagonal solutions are not present.

Finally, we have considered the situation when the wave vectors corresponding to scattering from the optical lattice coincide with the wave vectors of the instability gain,  $k_L \simeq k_p$  (see the two brighter spots located on the dotted line in Fig. 4). Similar to the previous case, when the pattern beam intensity is below the threshold for the formation of hexagons, we observe the induced diagonal pattern. However, above this threshold and for an arbitrary direction of the lattice (dotted lines in Fig. 4), the hexagonal pattern becomes locked to the lattice orientation. By rotating the 1D lattice, we observe a continuous rotation of the hexagons following the lattice orientation [Figs. 4(b) and 4(c)]. This effect enables one not only to choose an orientation for the hexagons but also to stabilize the otherwise rotationally unstable pattern.

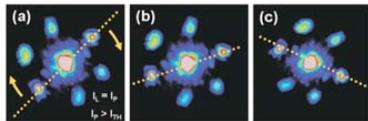


Fig. 4. (Color online) Pattern orientation control. From left to right, pattern orientation following the lattice rotation. Dotted lines indicate the optical lattice position; the arrows indicate the rotation of the lattice.

Note that, after switching off the lattice beam, the hexagons remain unchanged in their last position. This observation suggests that the orientation of the hexagonal pattern depends on the starting conditions of the system.

In conclusion, we have experimentally demonstrated a new method for controlling the pattern formation in a single feedback system that takes advantage of the presence of an optically induced photonic lattice. We demonstrate a suppression of the instability occurring when a part of the hexagonal pattern is situated in the bandgap region of the lattice. In addition, new symmetry patterns can be formed below the threshold for a hexagon formation. A control of the hexagon orientation is also achieved when the lattice and pattern wave vectors have the same magnitude. To our knowledge, this Letter shows for the first time how a photonic lattice can influence the pattern formation in several fashions. We believe that similar manipulation of the nonlinear dynamics can be potentially observed in lasers with a large-mode area and embedded photonic crystal structures.

The authors acknowledge the support of the Conseil Régional de Lorraine, the bilateral French-Australian Science and Technology program, and the Australian Research Council through Discovery projects.

#### References

1. P. Manneville, *Dissipative Structure and Weak Turbulence* (Academic, 1990).
2. C. Denz, Ph. Jander, and M. Schwab, *Ann. Phys.* **13**, 391 (2004).
3. M. Schwab, C. Denz, A. V. Mamaev, and M. Saffman, *J. Opt. B* **3**, 318 (2001).
4. C. Cleff, B. Gütlich, and C. Denz, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 233902 (2008).
5. R. Neubecker and A. Zimmermann, *Phys. Rev. E* **65**, 035205 (2002).
6. T. Carmon, M. Soljacic, and M. Segev, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 183902 (2002).
7. D. Gomila, R. Zambrini, and G.-L. Oppo, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 253904 (2004).
8. J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve, and S. Fan, *Nature* **386**, 143 (1997).
9. U. Peschel, O. Egorov, and F. Lederer, *Opt. Lett.* **29**, 1909 (2004).
10. S. Koke, D. Träger, P. Jander, M. Chen, D. N. Neshev, W. Krolikowski, Yu. S. Kivshar, and C. Denz, *Opt. Express* **15**, 6279 (2007).
11. N. K. Efremidis, S. Sears, D. N. Christodoulides, J. W. Fleischer, and M. Segev, *Phys. Rev. E* **66**, 046602 (2002).
12. G. D'Alessandro and W. J. Firth, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2597 (1991).
13. T. Honda, *Opt. Lett.* **18**, 598 (1993).
14. G. Montemezzani, *Phys. Rev. A* **62**, 053803 (2000).
15. C. Lou, X. Wang, J. Xu, and Z. Chen, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 213903 (2007).



# All-Optical Control of Nonlinear Pattern Modes by Periodic Photonic Structures

Nicolas Marsal, Delphine Wolfersberger, Marc Sciamanna, Germano Montemezzani, and Dragomir N. Neshev

**Abstract**—We present experimental studies on manipulation of modulational instability in a nonlinear dissipative feedback system by a one- and two-dimensional periodic photonic lattice. In particular, we study the control of intrinsic instability modes of a photorefractive single feedback mirror system, by an optically induced lattice with variable parameters. By tuning the lattice strength and periodicity, we can induce patterns of particular geometry, suppress the modulational instability modes, or control the pattern orientation in the transverse plane.

**Index Terms**—Modulational instability, optical feedback, optical lattice, pattern formation, photorefractive effect.

## I. INTRODUCTION

PERIODIC photonic structures enable novel possibilities for manipulation of the fundamental aspects of wave propagation [1]–[3]. There are three important factors that can be dramatically affected by the periodicity of the medium. These are the linear dispersion and diffraction, the optical nonlinearity, as well as the emission and radiation of light. In the past decade enormous research has been concentrated on various aspects for control of light refraction, diffraction, and dispersion in periodic structures, including demonstration of novel effects such as negative refraction, slow light, and superprism. Enhancement of nonlinearity has also been a subject of increased interest with demonstration of low power optical switching and novel nonlinear localized states [4].

The control of light emission has been a major application of periodic structures already with the first proposal in [1]. The implementation of photonic periodic structures inside a laser cavity has shown great promises for control of laser modes and dynamics, including important experimental results in polarization [5] and spatial mode selection [6].

Manuscript received April 09, 2009; revised June 26, 2009; accepted August 04, 2009. Current version published October 23, 2009. This work was supported by the Conseil Régional de Lorraine, by the Foreign Minister in the frame of the Hubert Curien French-Australian Science and Technology program (FAST program), and by the Australian Research Council through Discovery projects.

N. Marsal and G. Montemezzani are with the Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes, Université de Metz, 57070 Metz, France (e-mail: nicolas.marsal@supelec.fr, germano.montemezzani@metz.supelec.fr).

D. Wolfersberger and M. Sciamanna are with the Ecole Supérieure d'Électricité (Supélec), and also with the Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes, Université de Metz, 57070 Metz, France (e-mail: delphine.wolfersberger@supelec.fr, marc.sciamanna@supelec.fr).

D. N. Neshev is with the Nonlinear Physics Centre, Research School of Physics and Engineering, Australian National University, Canberra 0200 ACT, Australia (e-mail: dragomir.neshev@anu.edu.au).

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/JQE.2009.2030148

The control of all three factors: linear dispersion, nonlinearity, and light amplification in a single physical system however, has never been demonstrated experimentally. In such a dissipative nonlinear periodic system one can observe novel physical phenomena such as formation of discrete dissipative solitons and discrete dissipative modulational instability. The latter is a subject of this work. Here, we realize experimentally a highly nonlinear periodic system with a photorefractive gain to study transverse instability and pattern formation. We identify and demonstrate experimentally the mechanisms of control of nonlinear modes. We believe that our results will impact on other research fields where similar phenomena are also possible, as well as will find applications for control of modes of large mode-area photonic crystal lasers.

The paper is organized as follows. Section II describes the mechanisms of optical pattern formation. Section III details the concept of light induced photonic lattice, stressing on its interplay with the pattern formation process. Section IV gives a description of the experimental setup. Section V describes our main results on one- and two-dimensional lattices. Finally, Section VI summarizes the paper.

## II. NONLINEAR PATTERN FORMATION

Pattern formation in nonlinear systems is ubiquitous in nature [7]. It appears if a homogeneous state spontaneously bifurcates to an ordered state. The phenomenon of pattern formation spans over several areas of modern science. For instance, they have been observed and studied in ripples in sand [8], in fluid dynamics thanks to Benard cells or Rayleigh-Benard convection [9], [10], in chemistry due to reaction diffusion systems [11]. In optics, nonlinear media subject to feedback, such as photorefractive media [12], [13], liquid-crystal light valves [14], or sodium vapours [15] are good candidates for pattern formation. The feedback is insured by an optical cavity or simply by a single mirror [16]. In photorefractive optics, transverse pattern formation can be realized by the self-pumped two-wave mixing process in a reflection grating geometry [12].

Here, we describe the process of pattern formation in an optical system composed by a thick photorefractive Barium Titanate crystal ( $\text{BaTiO}_3$ ) in a single feedback mirror configuration. The pattern formation mechanisms can be described by the simplified interaction geometry shown in Fig. 1. An incident plane wave  $k'$  enters the nonlinear medium and is reflected by a mirror to produce a backward propagating wave  $B$ . If both are properly aligned, the two beams can interact with each other and create a light interference grating inside the crystal. Due to the photoconduction and Pockels effect, this light grating is converted into a volume reflection index grating. Consequently, via this grating, the beams crossing the

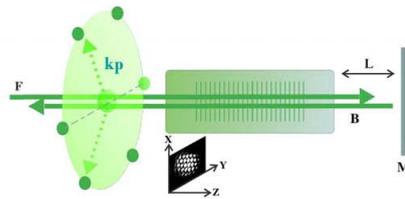


Fig. 1. Photorefractive crystal in a single feedback configuration. M: mirror, L: distance between the mirror and the crystal, F and B correspond respectively to the forward and backward beams responsible for the pattern formation.  $k_p$  is the wave vector selected by the system, and associated with the wavevector of the reflection grating (vertical green lines). Inset: near field pattern observed on the input face of the crystal.

medium undergo both gain and phase modulation. This is also combined with a phase lag introduced by the diffraction path  $L$  between the medium and the mirror M (see Fig. 1). The combination of these two mechanisms, linear diffraction and nonlinear photorefractive coupling, leads to the phenomenon of dissipative modulational instability. Above a certain gain threshold, depending on the strength of the reflection grating, each beam becomes unstable against modulational instability [17]. As a result, disordered wave vectors ( $\vec{k}$ ) start to grow inside a circle located in the transverse propagation plane of the beams (Fig. 1). However, only the wavevectors associated with the lowest gain threshold will grow following the principle of a “winner-takes-all” dynamics [12]. Finally, the system selects a finite set of pairs of these wavevectors ( $k_p$ ) leading to specific geometric modes arrangements, like hexagonal or square auto-organized patterns.

Different parameters such as the position and the angle of the feedback mirror, or the photorefractive gain, are responsible for the different pattern geometries, each pattern organization being determined by a specific gain threshold. Once the threshold for a pattern state is reached, the intensity modulation associated with the pattern experiences an exponential growth inside the crystal, amplifying the pattern.

In general, all systems displaying patterns possess a large number of unstable pattern states [7]. This is related to the breaking of the rotational and translational symmetry. From an application point of view, it is important to access the whole range of pattern solutions, and to control the patterns formed in the system. This control includes canceling the excited modes which are normally dominating, or in promoting selected modes to become stable. Such a control offers the opportunity to stabilize, select and manipulate cavity instability modes in a well-defined way for a wide range of technological applications, such as optical information processing.

Various techniques for control of the pattern formation have been reported, including methods based on frequency detuning, spatial filtering, or spatial forcing of nonlinear modes. Below, we briefly summarize the principal ways of pattern control found in the literature.

First, by simply varying the mirror position after the medium, one can obtain patterns of different symmetries [18]. In this case,

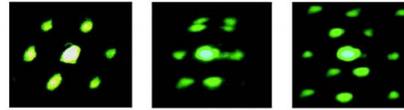


Fig. 2. Far-field patterns observed in our experimental setup for different distances  $L$  between the crystal and the mirror. Hexagonal pattern on the left obtained for  $L = 0.3$  mm, squeezed hexagons in the middle for  $L = -0.5$  mm, and square pattern on the right, recorded for  $L = -0.8$  mm.

the diffraction path is changed and the phase lag in the feedback loop is different. Consequently the combination between nonlinearity and diffraction is modified: another pattern arises. In Fig. 2, we present a few examples of the  $k$ -space of three pattern geometries displayed by our system. These patterns are obtained for positive or negative propagation lengths between the medium and the feedback mirror, achievable in a  $2f : 2f$  lens system that images the mirror inside or outside the photorefractive medium.

Other experimental studies based on a Strontium Barium Niobate (SBN) photorefractive crystal [19] were realized in a similar configuration as in Fig. 1, but with an applied external electric field. The external field allows to modify the strength of the photorefractive nonlinearity inside the crystal and various patterns can appear at different electric fields.

A setup based on a Potassium Niobate (KNbO<sub>3</sub>) crystal using a  $4f$  lens system in the feedback loop has also been investigated in [13]. This configuration enables not only to create a virtual mirror (as presented in [18]) but also to access directly the Fourier plane in the feedback part. Accordingly, by adding a spatial filter in this plane, a selection of spatial frequencies can be achieved. In this way, the system is forced to choose different pairs of wave vectors depending on the orientation and shape of the filter.

A study on a liquid crystals light valve (LCLV) system with a feedback has demonstrated the possible forcing of nonlinear spatial modes [20], [21]. These experiments show how an hexagonal pattern can follow the geometry imposed by a well suited external illumination.

At last, theoretical works based on a ring Kerr cavity displaying patterns or localized structures have shown that the introduction of a photonic crystal in a dissipative system can lead to a control of discrete modulational instability [22], [23] and formation of discrete solitons [24]. More specifically, in [22], [23] the authors study the inhibition of pattern formation in nonlinear optical systems using intra-cavity photonic crystals, and conclude that the presence of a photonic bandgap inhibits pattern formation for a certain range of cavity detuning. They also predict that for high enough intensities, nonlinearity finally overcomes the inhibition of instability modes by the photonic crystal and a pattern arises.

It was also shown experimentally that a periodic structure, e.g., an optical lattice, can lead to suppression of the dynamic instabilities for counter-propagating spatial solitons [25]. However, in these experiments no feedback was present. A natural step is to combine the ideas of pattern formation in a feedback

system together with an optically induced lattice, to enable simultaneously control of instability modes through periodicity. This idea was recently explored in a system with periodicity and gain in a single photorefractive medium [26], as well as in a system with separate gain and periodic media [27]. We discuss below the features of both of these schemes.

### III. OPTICALLY INDUCED LATTICES

In this section, we describe the realization of a periodic structure in a photorefractive crystal by using the technique of photoinduction. We briefly analyze the transmission properties of such optically induced lattices and intuitively describe how these transmission properties can be used for effective modification of the instability modes in a nonlinear cavity.

#### A. Optical Induction Technique

The photoinduction technique offers a great opportunity for achieving dynamically reconfigurable periodic photonic structures in photorefractive materials. Developed originally for biased photorefractive crystals [28], this concept can be applied to all photorefractive media, provided that there is a strong polarization anisotropy and no cross coupling between the polarization components. The optical lattice is induced by the interference of two or more broad laser beams propagating inside the photorefractive crystal. The periodic light pattern excites in the crystal free charges that are separated due to the external bias field or due to charge diffusion along the crystalline axis. When such a periodic charge distribution is established inside the crystal, due to the electro-optic effect, a periodic index modulation is achieved for extraordinarily polarized beams. In addition, such beams would experience strong nonlinear self-action at moderate ( $\mu\text{W}$ ) laser powers.

The propagation of light in such a system can be approximately described by the nonlinear Schrödinger-type equation for the slowly varying amplitude of the electric field [28]–[30]

$$i\frac{\partial E}{\partial z} + D\left(\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2}\right) - \frac{\gamma}{I_b + I_p(x, y) + |E|^2}E = 0 \quad (1)$$

where  $\gamma$  is a nonlinear coefficient proportional to the effective electro-optic coefficient and in the case of biased photorefractive crystal to the applied bias field.  $(x, y)$  and  $z$  are the transverse and propagation coordinates normalized to the characteristic values  $x_s = y_s = 1 \mu\text{m}$  and  $z_s = 1 \text{mm}$ , respectively,  $D = z_s \lambda / (4\pi n_0 x_s^2)$  is the diffraction coefficient,  $\lambda$  is the wavelength in vacuum,  $n_0$  is the average refractive index of the medium. The term  $\gamma[I_b + I_p(x, y) + |E|^2]^{-1}$  characterizes the total refractive index modulation induced both by the lattice and the probe beams. Here  $I_b$  is the normalized constant dark irradiance, and the lattice intensity  $I_p$  depends on the specific lattice geometry controlled by the number and position of the lattice forming beams. For a one-dimensional (1-D) lattice produced by two-beam interference [Fig. 3(a)],  $I_p(x, y) = I_0 \cos^2(\pi x/d)$ , where  $d$  is the period of the interference pattern dependent on the angle between the two beams. The depth of the photonic lattice can thus be controlled by the intensity of the interference pattern, while the lattice periodicity is controlled by the angle of the interfering beams.

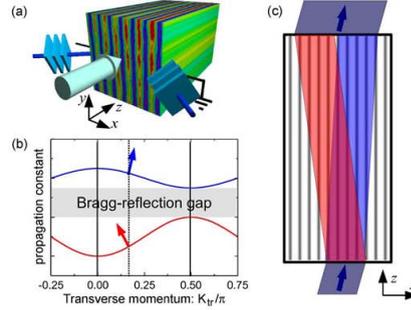


Fig. 3. (a) Schematic of a one-dimensional optically induced lattice. (b) Typical bandgap structure exhibited by probe waves. (c) Schematic of beam propagation in the lattice through coupling to lattice eigenmodes.

#### B. Bandgap and Transmission Properties of Optical Lattices

The induced periodic index modulation, introduces a bandgap structure with bands where waves can propagate and forbidden gaps where propagation of waves is prohibited. It is important to note that the size of the forbidden gaps is proportional to the induced index modulation. An increase of the index modulation leads to flattening of the bands and a wider Bragg reflection gap [Fig. 3(b)]. Therefore, if one increases the index modulation by increasing e.g., the intensity of the lattice-forming beams, one can dynamically control the dispersion curves in the bandgap spectrum.

The modification of the dispersion curves dramatically changes the propagation of beams. The direction of beam propagation is determined by the normal to the dispersion curves [see the arrows in Fig. 3(b)], while the beam diffraction is determined by the band curvature at the corresponding point. Thus, waves associated with the top of the first band [blue curve in Fig. 3(b)] will experience normal diffraction with propagation, while waves corresponding to the bottom of the first band (convex curvature) will experience anomalous diffraction [31]. The curvature of the dispersion curves changes from concave to convex, therefore there is a point on the dispersion curve where the curvature is zero.

Importantly, when a plane wave with an incident wavevector enters the lattice it is coupled to a superposition of eigen (Bloch) modes of the lattice with the same transverse wavevector. The coupling coefficients to the different Bloch modes depend on the lattice depth and the incident transverse wavevector [32]. For example, a beam incident on the lattice with a transverse momentum 0.18 [vertical dotted line in Fig. 3(b)] couples predominantly to Bloch modes from the first and the second band. As can be seen from the arrows in Fig. 3(b), those two modes propagate at different directions inside the lattice. This is illustrated schematically in Fig. 3(c), where the first band mode propagates to the right, while the second band mode propagates to the left. At the lattice output however, both of these modes are coupled to free space with the same transverse wavevector (0.18). It is

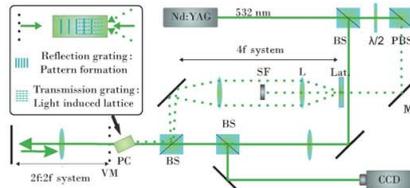


Fig. 4. Experimental setup. L—lens, PBS—polarizing beam splitter, SF—spatial filter, Lat—1-D or 2-D transmission grating,  $\lambda/2$ —half-wave plate, M—mirror, VM—virtual mirror, PC—BaTiO<sub>3</sub> photorefractive crystal. Inset: typical scenario of pattern and lattice formation inside the crystal.

important to note, that even though the lattice exhibits a bandgap for a range of propagation constants, the incident beams are never coupled to waves with those propagation constants, but always to propagating modes of the lattice. Changing the gap width will thus only change the excitation efficiency to the different propagating modes, but will not inhibit light propagation through the lattice. As such, the transmission coefficient of an optical lattice is close to unity, while the reflection is close to zero. This is the case independently on the wavelength, which is in sharp contrast to transmission through Bragg gratings and photonic crystals. As a result, beams falling on the lattice will reshape spatially but will be fully transmitted through it.

### C. Optical Lattice in a Cavity

A consequence of the unitary transmission of a lattice is that even a very strong lattice cannot serve as a spatial or frequency filter when placed inside the cavity, but outside the nonlinear medium. However, the situation changes dramatically, when the lattice is induced inside the nonlinear medium. In this way, the instability modes (with a certain longitudinal propagation constant) are directly affected by the gaps in the propagation constants. Instability modes with propagation constants inside the Bragg reflection gap cannot propagate inside the lattice. Therefore, these instability cavity modes will not grow. This was first predicted theoretically in [22] and demonstrated experimentally in our recent work [26]. Here we confirm and analyze in more details this mode selection.

We have to note that due to the periodicity of the Brillouin zone, beams falling on the lattice with a momentum  $k_{tr} = \pi/2$  couple to Bloch modes with a momentum  $k_{tr} = -\pi/2$ . This results in a decreased transmission for beams at the edge of the Brillouin zone. This fact has been successfully used as a spatial filter in a recent experimental work [27].

## IV. EXPERIMENTAL REALIZATION

In Fig. 4 we present our experimental setup including a photorefractive single feedback configuration for pattern formation and its control via a photonic lattice.

The solid line corresponds to the path of the pump beam, responsible for the generation of the pattern. In the following, we will call this beam, the *pattern beam*. The experiments are performed with a nominally undoped Barium Titanate crystal (BaTiO<sub>3</sub>). The light source is a 532 nm frequency doubled

Nd:YVO<sub>4</sub> laser. The optical power for the incident pattern beam is 20 mW, and the beam diameter inside the crystal is 400  $\mu\text{m}$ . The amplification of the pattern structure is possible only if the two-wave mixing configuration (described in Section II) is such that the backward pattern beam experiences gain. To satisfy this condition in our experiment, the angle between the polar *c* axis of the BaTiO<sub>3</sub> and the optical axis of the system is set to approximately 25° and the pattern beam has *p*-polarization (parallel to the *bc*-plane of the crystal). For this orientation of the BaTiO<sub>3</sub>, the large electro-optic coefficient  $r_{232}$  gives a strong contribution to the photorefractive response, leading to a two-wave mixing amplification in backward direction [33] (towards the left in Fig. 1). In addition this angle reduces the influence of the reflections from the crystal surfaces. The counter-propagating pattern beam is generated by a dielectric mirror (following the concept presented in [13]). The mirror can be precisely moved longitudinally, to vary the position of the corresponding virtual mirror, imaged by a  $2f : 2f$  system (Fig. 4). This allows to adjust positive or negative effective diffraction lengths [13]. By modifying its position, different patterns, such as spontaneous roll, hexagons, or square pattern can be obtained, as shown in Fig. 2. In the following we will focus on the control of hexagonal pattern modes.

The dotted line in Fig. 4 shows the light path used to create the optically induced photonic lattice inside the photorefractive crystal. We call this beam the *lattice beam*. A combination of a half-wave plate with a polarizing beam splitter enables the adjustment of the lattice beam intensity, as well as makes the polarization of the lattice beam orthogonal to the polarization of the pattern beam. Pattern and lattice beams are therefore mutually incoherent inside the photorefractive crystal. To generate a 1-D or 2-D optical lattice, the lattice beam is sent through a variable period grating to spatially modulate the otherwise uniform beam. The incident beam is diffracted by the grating and the  $\pm 1$  diffraction orders are collected and injected inside the crystal. This is realized thanks to a  $4f$ -system composed by two lenses and a spatial filter located in the Fourier plane (Fig. 4). Inside the crystal these diffraction orders interfere and create a photonic lattice as explained in Section III. To have enough variation of the refractive index inside the photorefractive medium, the intensity of the lattice beam can be set up to ten times higher than the pattern beam.

The observation of the pattern far-field is realized by projecting the feedback pattern beam, after passage through the crystal, on a screen monitored by a CCD camera.

## V. RESULTS AND DISCUSSIONS

First, we consider only the pattern formation in absence of a lattice. Fig. 5(a) shows the typical far-field hexagonal pattern. The optical power of the pattern beam ( $I_P$ ) necessary to reach the hexagonal pattern threshold ( $I_{th}$ ) is 20 mW. The arrow in Fig. 5(a) represents the transverse wavevector ( $k_{tr}$ ) selected by the system and associated with the pattern. It corresponds as well to the spontaneous transverse *k*-vector of the reflection grating that arises during pattern formation (Fig. 1) [12].

To test the strength of the lattice, we temporarily remove the feedback mirror and monitor the diffraction of the pattern beam on the lattice. This linear diffraction gives rise to the two outer

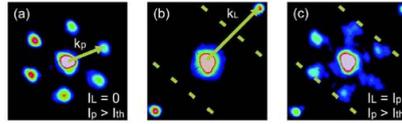


Fig. 5. Far-field patterns: (a) hexagonal pattern without the lattice, (b) linear diffraction on the lattice, (c) co-existence between nonlinear pattern and linear diffraction for  $k_L \approx 2.2k_P$ . Dashed lines denote the position of the lattice Brillouin zone edge.

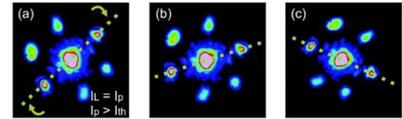


Fig. 6. Pattern orientation control. From left to right, pattern orientation following the lattice rotation. Dashed lines indicate the lattice position, the arrows—the rotation of the lattice.

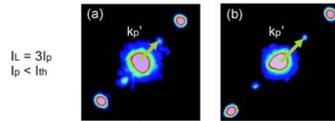


Fig. 7. Seeding of instability modes. Stripe pattern obtained at intensity below the hexagon formation threshold with (a)  $k_L \approx 1.3k_{P(\text{hexagons})}$  and (b)  $k_L \approx 2.2k_{P(\text{hexagons})}$ .  $k_{P'}$  is the new wavevector associated with the new stripe pattern located inside the first Brillouin zone.

spots [Fig. 5(b)] appearing along the  $45^\circ$  lattice orientation. The central spot corresponds to the zero-order of diffraction, and the two other spots to the  $\pm 1$  diffraction orders. The arrow in Fig. 5(b) represents the transverse wavevector associated with the lattice ( $k_L$ ). The dashed lines in Fig. 5(b) and (c) indicate the position  $k_L/2$  corresponding to the edges of the first Brillouin zone [34].

In the rest of the paper, we will use the transverse wavevector ( $k_P$ ) of the hexagonal pattern as a reference to define the magnitude of all other wavevectors in the system. We also analyze our results in terms of wavevectors, as there is a unique mapping of wavevectors to propagation constants in homogeneous medium and from propagation constants to wavevectors in the periodic structure. In all experiments we also first send the lattice beam into the crystal to induce the optical lattice and then we send the pattern beam.

The first example of the combination between the photonic lattice and the pattern formation is the one shown in Fig. 5(c). We take an arbitrary periodicity and intensity for the lattice,  $k_L \approx 2.2k_P$ , such that all wavevectors of the instability modes  $k_P$  fall within the first Brillouin zone of the lattice. In this case we only observe that the nonlinear hexagonal pattern co-exists with the linear 1-D diffraction. Note that in this case the optical power of the pattern beam ( $\approx 30$  mW) is larger than the previous value of 20 mW without the lattice. This is due to the light

coming from the lattice beam ( $I_L$ ) that also plays a role of an additional background illumination. The latter tends to reduce the photorefractive coupling of the pattern beams and therefore increases the threshold for existence of hexagons.

In the following, we focus on the effects experienced by the pattern for a specific lattice periodicity and pattern/lattice intensity ratio. We observe three different scenarios for manipulation of the instability pattern modes.

#### A. Locking of Modes

The first scenario is the situation where the wavevectors ( $k_L$ ) corresponding to scattering from the lattice coincide with the wavevectors of the hexagonal pattern:  $k_L \approx k_P$ , see the two brighter spots located on the dashed line in Fig. 6 (the pattern and lattice beam intensities being equal). For an arbitrary direction of the lattice (dashed lines in Fig. 6), and far above the threshold for appearance of hexagonal pattern ( $I_P > I_{th}$ ), we observe that the hexagons become locked to the lattice orientation. By rotating the orientation of the lattice, through rotating the amplitude mask, we observe a continuous rotation of the hexagons following the lattice position [Fig. 6(b) and (c)]. This phenomenon can be achieved in real time, but naturally depends on the photorefractive response of the medium (few seconds in our case).

The pattern orientation in its transverse plane depends on the alignment of the two counter-propagating pattern beams. If they are not properly aligned, due to the angular phase mismatch [35], the pattern might perform a drift in angle space and might select preferential orientations, with possible random motion around them. Thereby, in this configuration, the lattice effect enables not only to choose an orientation of the hexagons but also to stabilize the otherwise rotationally unstable pattern. Note that, for any orientation of the lattice, after switching off the lattice beam, the hexagons remain unchanged in their latest position for a long time. This observation suggests that the orientation of the hexagonal pattern depends on the starting conditions of the system. The metastable state of the pattern, after removing the photonic lattice, is further enhanced due to the long decay of the photonic grating created by the lattice.

#### B. Seeding of Modes

Another scenario occurs in a range of parameters for which the pattern beam does not dominate the dynamics anymore. This situation exists if we decrease the pattern beam intensity below the threshold for the hexagon formation ( $I_P < I_{th}$  in Fig. 7). In this case, we find that the presence of the lattice periodicity can induce a new pattern solution that reflects the lattice geometry. We show an example of this phenomenon in Fig. 7(a) where the pattern beam power is 15 mW. The seeded pattern (inside the first Brillouin zone) with a new wavevectors  $k_{P'}$  (Fig. 7) now presents a stripe symmetry instead of the hexagonal one and is animated by an oscillating dynamics. This dynamics can be explained by a coexistence between the hexagonal and the new stripe pattern. The reflection grating tends to attract the system in its fundamental hexagonal mode, whereas the transmission grating imposed by the lattice tends to force the system to another geometry.

The process of pattern selection can be understood by considering that the phase modulation induced by the lattice on the pattern leads to enhancement of the induced stripe modes, and at the same time effectively suppresses the hexagons that are observed in the absence of modulation. Indeed, this stripe pattern disappears in favour of a hexagonal one (with  $k_P \neq k'_P$ ) when the pattern beam intensity is increased and reaches the threshold for the hexagons. In other words, the stripe pattern formation possesses another lower intensity and less sharp threshold than the one for hexagons. Once the intensity threshold of the hexagonal pattern is reached, however, the hexagons prevail due to their stronger gain.

Similar effects occur for any lattice periodicity with different  $k'_P$  depending on the new gain threshold imposed by the photonic lattice [Fig. 7(b)]. In the previous case of locking, the same behavior was observed when the pattern beam intensity was below the hexagon formation threshold. Note that without feedback in the system, such stripe modes are not present. This emphasizes that the new seeded pattern is due to nonlinear photorefractive coupling subject to external forcing.

### C. Bandgap Inhibition of Modes

Finally we have investigated the scenario when the photonic lattice plays the role of a bandgap inhibitor of instability modes. To that end, we must adjust the periodicity of the lattice such that  $k_L = \sqrt{3}k_P$ . In this case, four spots of the hexagonal pattern are situated exactly at the edges of the Brillouin zone of the lattice [ $k_L/2$ , Fig. 8(a)], pattern and lattice beams intensities being comparable. In our case, this condition ensures that the propagation constant of the instability modes lies inside the Bragg reflection gap of the lattice. If the pattern beam intensity is below the hexagons formation threshold (at constant intensity ratio), we can observe the seeded modes discussed earlier (Fig. 7). Above the hexagon threshold ( $I_P > I_{th}$ ) [Fig. 8(a) and (c)], we only observe coexistence between the hexagonal pattern and the lattice, similar to Fig. 5(c) (corresponding to the case with an arbitrary periodicity of the lattice). Nevertheless, in this new wavevectors combination, by increasing the lattice beam intensity ( $I_L = 5I_P$ ), as seen by the two brighter outer spots in Fig. 8(b) compared to Fig. 8(a) and keeping the pattern beam intensity above the hexagon threshold, the modulational instability can be suppressed in the bandgap region [Fig. 8(b)]: the corresponding spots disappear.

As explained in Section III, if the refractive index modulation depth is sufficient (this is insured in our experiment by increasing the lattice beam intensity), the lattice bandgap prohibits the growth from noise of instability modes with propagation constants inside the photonic gap of the lattice.

Qualitatively, similar effect occurs if two spots of the hexagons overlap with the bandgap region. To satisfy this arrangement, we rotate the amplitude mask and match both the lattice orientation with two spots of the hexagons and the pattern wavevectors with the edge of the Brillouin zone of the lattice,  $k_L \simeq 2k_P$  [Fig. 8(c)]. Again, we observe suppression of instability modes [Fig. 8(d)] as well as symmetry breaking of the induced patterns. It is important to note that the output differs drastically, when the optical lattice is sent through the crystal after the formation of the pattern. In this case, the

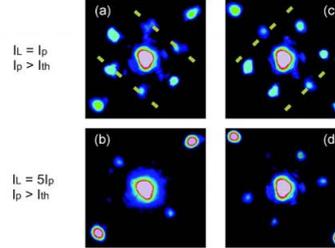


Fig. 8. Bandgap inhibition of instability modes for two different lattice beam intensities. (a), (b) Suppression of instability modes for  $k_L \simeq \sqrt{3}k_P$ . (c), (d) Suppression of instability modes when  $k_L \simeq 2k_P$  in perpendicular direction. Dashed lines indicate the edges of the first Brillouin zone.

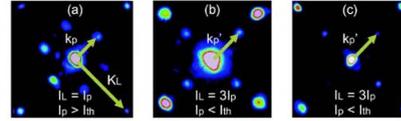


Fig. 9. Seeding of 2-D instability modes. (a) Coexistence between the 2-D lattice and the hexagonal pattern. (b), (c) Square patterns obtained for a pattern beam intensity below the hexagon formation threshold ( $I_P < I_{th}$ ) with (b)  $k_L \simeq 1.7k_{P(\text{hexagons})}$  and (c)  $k_L \simeq 2.4k_{P(\text{hexagons})}$ .  $k_{P'}$  is the wavevector associated with the new square pattern.

established high intensity instability modes shift the lattice bandgaps such that the propagation constant of the modes lies outside the bandgap region and suppression of the instability is no longer possible. This behavior suggests the presence of bistability in our system.

### D. 2-D Lattice

The different results in the previous parts have been obtained using a one dimensional transmission grating to manipulate the underlying reflection grating geometry of the pattern formation process. However, it is of interest to test also the possibility to control the instability modes of the system in the entire 2-D wavevector space. Thereby we have implemented in our setup a 2-D lattice created by a variable amplitude mask with a square symmetry and three different grating steps.

In order to observe the locking or the bandgap inhibition of modes, we have seen that the crucial conditions are to match in the first case the lattice wavevector with the pattern wavevector ( $k_L \simeq k_P$ ), and in the second case the lattice bandgap with the pattern instability modes ( $k_L \simeq 2k_P$ ). Unfortunately, the different grating steps of our amplitude mask did not give access to the range of lattice wavevectors necessary to observe such behavior.

In contrast, the seeding of new instability modes does not require a particular lattice periodicity. Fig. 9(b) and (c) show the formation of two unstable patterns in response to two square optical lattices with different periodicity. The new 2-D seeded



- [25] S. Koke, D. Träger, P. Jander, M. Chen, D. N. Neshev, W. Krolikowski, Y. S. Kivshar, and C. Denz, "Stabilization of counterpropagating solitons by photonic lattices," *Opt. Expr.*, vol. 15, pp. 6279–6292, 2007.
- [26] N. Marsal, D. Wolfersberger, M. Sciamanna, G. Montemezzani, and D. N. Neshev, "Experimental control of pattern formation by photonic lattices," *Opt. Lett.*, vol. 33, pp. 2509–2511, 2008.
- [27] B. Terhalle, N. Radwell, P. Rose, C. Denz, and T. Ackemann, "Control of broad-area vertical-cavity surface emitting laser emission by optically induced photonic crystals," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, p. 151114, 2008.
- [28] N. K. Efremidis, S. Sears, D. N. Christodoulides, J. W. Fleischer, and M. Segev, "Discrete solitons in photorefractive optically induced photonic lattices," *Phys. Rev. E*, vol. 66, p. 046602(1–5), 2002.
- [29] J. W. Fleischer, M. Segev, N. K. Efremidis, and D. N. Christodoulides, "Observation of two-dimensional discrete solitons in optically induced nonlinear photonic lattices," *Nature*, vol. 422, pp. 147–150, 2003.
- [30] D. Neshev, E. Ostrovskaya, Y. Kivshar, and W. Krolikowski, "Spatial solitons in optically induced gratings," *Opt. Lett.*, vol. 28, pp. 710–712, 2003.
- [31] T. Pertsch, T. Zentgraf, U. Peschel, A. Brauer, and F. Lederer, "Anomalous refraction and diffraction in discrete optical systems," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, p. 093901(1–4), 2002.
- [32] A. A. Sukhorukov, D. Neshev, W. Krolikowski, and Y. S. Kivshar, "Nonlinear Bloch-wave interaction and Bragg scattering in optically induced lattices," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 92, p. 093901(1–4), 2004.
- [33] G. Montemezzani, "Optimization of photorefractive two-wave mixing by accounting for material anisotropies:  $\text{KNbO}_3$  and  $\text{BaTiO}_3$ ," *Phys. Rev. A*, vol. 62, pp. 053803–053815, 2000.
- [34] C. Lou, X. Wang, J. Xu, and Z. Chen, "Nonlinear spectrum reshaping and gap-soliton-train trapping in optically induced photonic structures," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, pp. 213903–213907, 2007.
- [35] A. V. Mamaev and M. Saffman, "Modulational instability and pattern formation in the field of noncollinear pump beams," *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 283–286, 1997.



**Nicolas Marsal** received the Master degree in physics (speciality: plasma, optoelectronic and micro-nano systems) from the University Paul Verlaine of Metz, France. He is currently working towards the Ph.D. degree. His Ph.D. work is entitled "Study of the nonlinear dynamic in photorefractive cavity".

His research interests include nonlinear dynamics of pattern formation, dissipative solitons, nonlinear phenomena in coupled waveguides arrays and photorefractive optics.



**Delphine Wolfersberger** received the M.Sc. degree in photonics and telecommunications, the Ph.D. degree, and the Habilitation in physics from the Paul Verlaine University in Metz, France, in 1995, 1999, and 2008, respectively. Her Ph.D., done in collaboration with an industrial partner, was in the field of nonlinear optics, self-focusing and spatial solitons for application to optical limiting. Her Habilitation was focused both on experimental and theoretical studies of photoinduced waveguides for new all optical communications systems.

Currently, she is a Professor at SUPELEC (Ecole Supérieure d'Electricité) and the Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes (LMOPS) CNRS Laboratory, Metz, France. Her research interests include modelling and experiments on photorefractive self-focusing and spatial solitons, dynamical instabilities and patterns in photorefractive crystals in nonlinear cavity.



**Marc Sciamanna** graduated in electrical engineering from the Faculté Polytechnique de Mons, Belgium, in 2000. In January 2004, he received the Ph.D. degree from Faculté Polytechnique de Mons as a Research Fellow of the Fonds National de la Recherche Scientifique (FNRS).

He is now an Associate Professor at SUPELEC (Ecole Supérieure d'Electricité) and performs his research activities in the frame of the CNRS laboratory Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes (LMOPS), a common research unit between CNRS, SUPELEC, and University Paul Verlaine of Metz. His research interests include nonlinear dynamics of semiconductor lasers, the polarization properties of VCSELs, study of dynamical instabilities related to optical feedback, optical injection, or large current modulation, synchronization and chaotic encryption using laser diodes.



**Germano Montemezzani** received the Ph.D. degree in physics from the Swiss Federal Institute of Technology (ETH) in Zurich in 1993. Between 1993 and 1995 he held a post doctoral position at JILA, University of Colorado at Boulder. He returned at ETH Zurich as a research associate in 1995 and received the Venia Legendi (teaching habilitation) from ETH in 2002.

In 2004, he became an Associate Professor at the Paul Verlaine University in Metz, France, and since 2008 he has been a full Professor at the same institution, where he is a member of the research laboratory Laboratoire Matériaux Optiques, Photoniques et Systèmes (LMOPS, CNRS UMR 7132). His research interests are in nonlinear optics and include dynamic holography, light-induced waveguides, photorefractive effects and materials, transverse instabilities in nonlinear optical systems, and the role of anisotropies in wave interaction schemes.



**Dragomir N. Neshev** received the Ph.D. degree in Physics from Sofia University, Bulgaria, in 1999.

Since then he has worked in the field of nonlinear optics at several research centres and countries. In 2002, he took up an appointment at the Australian National University, where he is currently a Fellow with the Nonlinear Physics Centre. He leads the experimental photonics group, focused on research in nonlinear nanophotonics. His interests include light propagation in nonlinear periodic structures, nonlinear singular optics, harmonics generation, plasmonics, and metamaterials.





**Noise- and dynamics-sustained patterns in a nonlinear photorefractive system**

N. Marsal,<sup>\*</sup> D. Wolfersberger, M. Sciamanna, and G. Montemezzani  
*LMOPS Laboratory, Supelec and Université Paul Verlaine de Metz, France*  
 (Received 29 September 2009; published 29 March 2010)

We analyze experimentally the dynamics of optical patterns emerging from a photorefractive two-wave mixing geometry where a tilted single-feedback mirror generates an advectionlike effect. Depending on the nonlocal coupling (introduced by the tilting angle) between the two counterpropagating beams, the strength of the nonlocal response of the nonlinear photorefractive bulk medium, and the distance between the mirror and the crystal, we observe the initiation of different pattern geometries, the inversion of pattern transverse phase velocity, and the bifurcation from convective to absolute instabilities.

DOI: 10.1103/PhysRevA.81.031804

PACS number(s): 42.65.Sf, 47.54.-r, 05.40.Ca, 05.45.-a

Because of light-matter interaction, laser beams propagating through nonlinear media can undergo peculiar effects, generating a variety of known or new physical mechanisms [1]. Among these many mechanisms, the effect of noise can drive the system out of the homogeneous state, which can become unstable because of modulational instability (MI), leading to the formation of spatial instabilities called patterns [2,3]. For its potential application in optical memory, spontaneous pattern formation has been studied in different nonlinear optical systems [4–10]. In general, such dissipative systems display a large number of unstable pattern modes, but only a few of them are selected such as stripes and hexagons.

The pattern selection intrinsically implies a spontaneous breaking of the translation and rotation symmetry in the system. An additional intentional symmetry breaking by an external influence of the space symmetry is therefore expected to modify the pattern geometry. To that end, a breaking of the reflection symmetry has been proved to be an efficient process [11–15]. Such a breaking arises if the feedback pump beam is tilted in the system, giving rise to an advectionlike effect. Because of this advection, patterns will experience different behaviors, not only on their geometry but also on their dynamics. Indeed, this latter effect can become either convective or absolute [16], depending on various parameters. Basically, in the so-called “convective regime,” a perturbation growing on a homogeneous state is simultaneously advected away so that the system returns to the initial homogeneous solution: No pattern can arise in this regime. In contrast, in the absolute regime, a disturbance growing locally can compete with the advection so that the system reaches a pattern state. However, the convective regime, where no pattern is expected, can exhibit patterns if noise is present in the system. Then, macroscopic noise-sustained structures can be formed as a result of the amplification in preferential direction of the perturbations produced by the microscopic noise [17].

Advectionlike effects leading to convective instabilities have been modeled initially by drift terms in the governing equations of different systems [17]. This approach is valid for small shifts of the feedback beam. It has also been demonstrated, in the general case where large spatial shifts (that cannot be approximated by drift terms) are allowed, that the nonlocal spatial coupling opens a larger range of parameters

where noise-sustained patterns should exist. In these cases, one speaks often about “two-point nonlocality” [18,19].

Obviously, both models contribute to the study of convective instabilities and, recently, convective regimes have been reported experimentally in a single-feedback Kerr-type medium [20,21]. Numerical studies in a temporal system with mismatched synchronization of the pump pulses in a fiber ring cavity [22] and theoretical works with lasers with nonlocal feedback [23] have also provided evidence for such convective phenomena.

In spite of the extensive theoretical interest, experimental demonstrations of such convective dynamics remain scarce and focused mostly on Kerr-type nonlinear media. In this article, we investigate experimentally the dynamics of pattern excitation in the presence of an advectionlike effect in a nonlinear photorefractive single-feedback system. When modifying the angle of the feedback mirror and when properly adjusting the intensity of the pump beam ( $I_P$ ), we observe how the strength of the advection can (i) influence the geometry of the forming patterns, (ii) seed noise-sustained structures, (iii) inverse the transverse phase velocity of a drifting pattern, and (iv) enable the bifurcation from convective (CI) to absolute (AI) instability modes. It is worth noting that our study concerns a nonlinear thick medium that exhibits two kinds of nonlocalities: the nonlocal photorefractive response and the nonlocal spatial coupling between the two counterpropagating beams introduced by the misalignment in the feedback loop. In our experiment, the latter can be large and can be theoretically modeled by a “nonlocality” (shift) in the equations of the photorefractive system. In this article we concentrate on the experimental observations of the effects resulting from such nonlocality.

Our experimental setup (Fig. 1) is similar to the configuration described in Refs. [20,24]. It contains a standard photorefractive two-wave mixing in a reflection-grating geometry and a tunable single feedback. A  $p$ -polarized 532-nm laser beam is focused inside a nominally undoped BaTiO<sub>3</sub> crystal to a 350- $\mu$ m diameter. The feedback mirror can be precisely moved longitudinally to vary the position of the corresponding virtual mirror created by a  $2f : 2f$  lens system. This makes it possible to adjust positive (mirror outside the medium) or negative (mirror inside the medium) effective propagation lengths  $L$  (Fig. 1) [25].

In this counterpropagating configuration, for a particular intensity threshold  $I_{th}$ , the pump beam becomes unstable

<sup>\*</sup>nicolas.marsal@supelec.fr



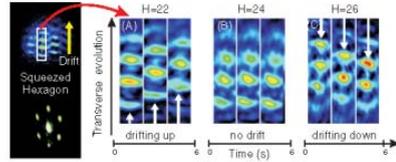


FIG. 4. (Color online) Time evolution of the transverse profile of the squeezed hexagon from Fig. 2(C). From left to right, drifting pattern passing from a positive transverse phase velocity  $v \simeq +\pi/3 \text{ rad s}^{-1}$  (A) to null (B) then to a negative value  $v \simeq -\pi/3 \text{ rad s}^{-1}$  (C) for different  $H$ .

[Fig. 4(A)]. Then, for a particular value of  $H$  [ $H = 24$  in Fig. 4(B)], the pattern stabilizes itself (null phase velocity) before moving in the other direction ( $H = 26$ ), although the shift is always imposed in the opposite direction: The phase velocity is henceforth negative [Fig. 4(C)].

Let us now identify the different dynamics in the pattern-formation process. As explained, the dynamics can be either convective or absolute; both possess their own unique signatures [17–22,27,28]. Indeed, in the near-field, noise-sustained patterns must not occupy all the system space but are rather located in the area closest to the edge of the outgoing flow, in contrast to dynamics-sustained patterns which invade the whole space. A time-resolved spectral analysis of field dynamics can quantitatively determine the nature of the pattern (dynamics- or noise-sustained). Finally, the analysis of the width and shape of the near- and far-field patterns makes it possible to find the thresholds of the transition from CI to AI.

Experimentally, as seen earlier in this article, two main features must be taken into account: the near- and far-field spatiotemporal intensity evolution of the pattern (Fig. 5) and the relative size occupied by the pattern (Fig. 6). We choose the stripe pattern from Fig. 2(B). For increasing pump power, we observe three qualitatively different behaviors similar to those seen in Kerr-type material [20].

(i) For low input intensities, the output beam shows erratic stripes that appear randomly in time and space with short time duration [Fig. 5(A)]. This is due to the fact that noise excites all possible orientations and the newly generated advected pattern has no relation with the one already formed. Regarding the space occupation of the near field for low-intensity power (Fig. 6, “NP” area), the stripes occupy on average 80% of the available space. In addition, the two corresponding spots in the far-field [Fig. 5(A), inset] are very broad and move in time. All these observations are associated with a precursor, induced by noise, of the pattern that emerges for high intensities in the absolute regime [28].

(ii) When the input intensity is increased up to 18 mW, stripes, drifting outside the pump beam [Fig. 5(B)], arise continuously. This structure occupies only 60% of the available space and have a spread width increasing slowly with  $I_p$  (Fig. 6, “CI” area). The far-field pattern is now stable in its transverse plane, but still present extended spots [inset Fig. 5(B)]. In Fig. 5(B), the pattern arises remarkably at a different spatial position for different times. In this case,

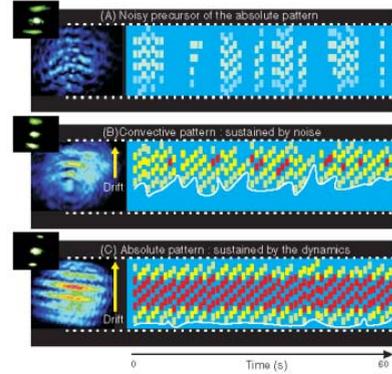


FIG. 5. (Color online) Spatiotemporal evolution of the transverse profile of the stripe pattern obtained in Fig. 2(B) ( $H = 10 \mu\text{m}$ ) for different powers of the pump beam: (A) 15 mW, (B) 30 mW, (C) 55 mW. The dotted lines depict the available space for the growing process of the pattern. From blue to red, the colors indicate respectively an evolution from low to high intensities in the near-field pattern. (Inset) Corresponding far field.

the perturbations are amplified, are advected away [drift in Fig. 5(B)], and then reappear recursively. All these behaviors characterize a regime of noise-sustained pattern. Note that Fig. 3(G), obtained for a stronger advection force, shares similar behaviors with this regime, but no particular pattern is obtained during the process. Such convective instabilities would not have been observed if noise had not been present in the system: this regime is known to be convective, sustained by noise.

(iii) For high input intensities, the stripe pattern extends further upstream and invades almost all the available pumping region of the system [Fig. 5(C); Fig. 6, “AI” area]. The

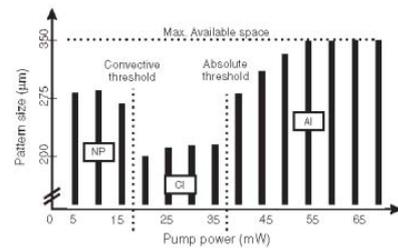


FIG. 6. Evolution of near-field pattern size versus the pump power. NP, noisy precursor regime; CI, convective instability regime; AI, absolute instability regime.

spatiotemporal trace shows a strong periodicity of the advection effect. The far-field spots [Fig. 5(C), inset] are now well-defined. Finally, by comparison with the convective regime, note that the pattern arises almost at the same position in space [see the white lines following the upstream edges of the stripe pattern in Figs. 5(B) and 5(C)]. These phenomena are linked to an absolute regime displaying dynamics-sustained patterns.

Finally, Fig. 6 shows the evolution of the mean width of the pattern region as a function of the pump intensity. The three regimes discussed earlier in this article (noisy precursor, convective instability, absolute instability) manifest themselves when the pump intensity reaches different thresholds and clearly correspond to different signatures of the pattern dynamics and of the corresponding pattern size [20]. Indeed, in Fig. 6 we identify three different plateaus located between two critical values (vertical dashed lines) of the pump beam intensity: the convective and absolute intensity thresholds, respectively. Before the first division in the graph (CI threshold at  $I_p \simeq 18$  mW), the first plateau settles in a structure that occupies approximately 80% of the available space ( $\simeq 350$   $\mu\text{m}$ ) and represents the noisy precursor (NP) of the dynamics-sustained pattern [case (i)]. After the second plateau (AI threshold at  $I_p \simeq 37$  mW),

the pattern starts to invade the whole system and reaches a saturated value (above  $I_p \simeq 55$  mW): here we are in the AI regime [case (iii)]. Finally, between  $I_p \simeq 18$  mW and  $I_p \simeq 37$  mW the pattern occupies roughly 60% of the pump area: the CI regime dominates the dynamics of the system [case (ii)].

In conclusion, we have experimentally investigated the dynamics of pattern formation in a tilted photorefractive single-feedback system. The geometry, transverse phase velocity, and dynamics of the forming patterns are strongly influenced by the transverse shift, the mirror distance and the pump beam intensity. When the virtual tilted mirror is located inside the medium, different patterns are observed and an inversion of the pattern transverse phase velocity can be found for particular values of the tilt angle. The signatures of convective and absolute instabilities have been identified for the first time in a photorefractive system, in a similar way to those observed in thin Kerr-type media although the physics that rules the nonlinear light-matter interaction is different. It confirms that the behaviors are general and do not depend on the nature of the involved nonlinearity.

The authors acknowledge the support of the Conseil Régional de Lorraine.

- 
- [1] M. Segev and D. N. Christodoulides, *Nat. Photonics* **3**, 195 (2009).
- [2] P. Manneville, *Dissipative Structure and Weak Turbulence* (Academic Press, San Diego, 1990).
- [3] F. T. Arecchi, S. Boccaletti, and P. L. Ramazza, *Phys. Rep.* **318**, 1 (1999).
- [4] L. A. Lugiato and R. Lefever, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2209 (1987).
- [5] G. D'Alessandro and W. J. Firth, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2597 (1991).
- [6] K. Staliunas, *Opt. Commun.* **91**, 82 (1992).
- [7] T. Honda, *Opt. Lett.* **18**, 598 (1993).
- [8] T. Ackemann and W. Lange, *Phys. Rev. A* **50**, R4468 (1994).
- [9] A. V. Mamaev and M. Saffman, *Opt. Lett.* **22**, 283 (1997).
- [10] T. Carmon, M. Soljacic, and M. Segev, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 183902 (2002).
- [11] M. Haelterman and G. Vitrant, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1563 (1992).
- [12] G. Grynberg, *Opt. Commun.* **109**, 483 (1994).
- [13] P. L. Ramazza, P. Bigazzi, E. Pampaloni, S. Residori, and F. T. Arecchi, *Phys. Rev. E* **52**, 5524 (1995).
- [14] P. L. Ramazza, S. Boccaletti, A. Giaquinta, E. Pampaloni, S. Sonia, and F. T. Arecchi, *Phys. Rev. A* **54**, 3472 (1996).
- [15] J. P. Seipenbusch, T. Ackemann, B. Schapers, B. Berge, and W. Lange, *Phys. Rev. A* **56**, R4401 (1997).
- [16] R. J. Briggs, *Electron-Stream Interaction with Plasmas* (MIT Press, Cambridge, MA, 1964).
- [17] M. Santagiustina, P. Colet, M. San Miguel, and D. Walgraef, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3633 (1997).
- [18] F. Papoff and R. Zambrini, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 243903 (2005).
- [19] R. Zambrini and F. Papoff, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 063907 (2007).
- [20] E. Louvergneaux, C. Szwaj, G. Agez, P. Glorieux, and M. Taki, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 043901 (2004).
- [21] G. Agez, P. Glorieux, M. Taki, and E. Louvergneaux, *Phys. Rev. A* **74**, 043814 (2006).
- [22] A. Mussot, E. Louvergneaux, N. Akhmediev, F. Reynaud, L. Delage, and M. Taki, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 113904 (2008).
- [23] F. Papoff and R. Zambrini, *Phys. Rev. A* **79**, 033811 (2009).
- [24] N. Marsal, D. Wolfersberger, M. Sciamanna, G. Montemezzani, and D. Neshev, *Opt. Lett.* **33**, 2509 (2008).
- [25] C. Denz, M. Schwab, M. Sedlatschek, T. Tschudi, and T. Honda, *J. Opt. Soc. Am. B* **15**, 2057 (1998).
- [26] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii, *Ferroelectrics* **22**, 961 (1979).
- [27] M. Santagiustina, P. Colet, M. San Miguel, and D. Walgraef, *J. Opt. B* **1**, 191 (1999).
- [28] G. Agez, C. Szwaj, E. Louvergneaux, and P. Glorieux, *Phys. Rev. A* **66**, 063805 (2002).





# Bibliographie

- [1] A. Turing. The chemical basis of morphogenesis. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series B, Biological Sciences*, 237 :37, 1952.
- [2] A.V. Mamaev, M. Saffman, D.Z. Anderson, and A.A. Zozulya. Propagation of light beams in anisotropic nonlinear media : From symmetry breaking to spatial turbulence. *Phys. Rev. A*, 54 :870, 1996.
- [3] P.L. Ramazza, S. Ducci, S. Boccaletti, and F.T. Arecchi. Localized versus delocalized patterns in a nonlinear optical interferometer. *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.*, 2 :399, 2000.
- [4] G. Giusfredi, J.F. Valley, R. Pon, G. Khitrova, and H.M. Gibbs. Optical instabilities in sodium vapor. *J. Opt. Soc. Am. B*, 5 :1181, 1988.
- [5] B. Thuring, R. Neubecker, and T. Tschudi. Transverse pattern formation in liquid crystal light valve feedback system. *Optics Comm.*, 102 :111, 1993.
- [6] F.T. Arecchi, S. Boccaletti, and P.L. Ramazza. Pattern formation and competition in nonlinear optics. *Physics Reports*, 318 :1–83, 1999.
- [7] P.B. Umbanhowar, F. Melo, and H.L. Swinney. Localized excitations in a vertically vibrated granular layer. *Nature*, 382 :793, 1996.
- [8] Yu.A. Astrov and H.G. Purwins. Plasma spots in a gas discharge system : birth, scattering and formation of molecules. *Phys. Lett. A*, 283 :349, 2001.

- 
- [9] F.J. Niedernostheide, M. Arps, R. Dohmen, H. Willebrand, and H.G. Purwins. Spatial and spatio-temporal patterns in pnpn semiconductor devices. *Phys. Stat. Sol. (b)*, 172 :249, 1992.
- [10] K.L. Lee, W.D. McCormick, J.E. Pearson, and H.L. Swinney. Experimental observation of self-replicating spots in a reaction-diffusion system. *Nature*, 369 :215, 1994.
- [11] J. Wu, R. Keolian, and I. Rudnick. Observation of a nonpropagating hydrodynamic soliton. *Phys. Rev. Lett.*, 52 :1421, 1984.
- [12] B. Schäpers, M. Feldmann, T. Ackemann, and W. Lange. Interaction of localized structures in an optical pattern forming system. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :748, 2000.
- [13] S. Residori, A. Petrossian, T. Nagaya, and M. Clerc. Localized structures and their dynamics in a liquid crystal light valve with optical feedback. *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.*, 6 :S169, 2004.
- [14] J. Tredicce, M. Giudici, and P. Glorieux. Multistable localized structures and superlattices in semiconductor optical resonators. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :249401, 2005.
- [15] S. Barland, J.R. Tredicce, M. Brambilla, L.A. Lugiato, S. Balle, M. Giudici, T. Maggipinto, L. Spinelli, G. Tissoni, T. Knodl, M. Miller, and R. Jäger. Cavity solitons as pixels in semiconductor microcavities. *Nature*, 419 :699, 2002.
- [16] M. Saffman, D. Montgomery, and D. Anderson. Collapse of a transverse mode continuum in a self-imaging photorefractively pumped ring resonator. *Opt. Lett.*, 19 :518, 1994.
- [17] M. Schwab, C. Denz, and M. Saffman. Transverse modulational instability in counterpropagating two-wave mixing with frequency detuned pump beams. *J. Opt. Soc. Am. B*, 18 :628, 2001.
- [18] B. Schäpers, T. Ackemann, and W. Lange. Robust control of switching of localized structures and its dynamics in a single-mirror feedback scheme. *J. Opt. Soc. Am B*, 19 :707, 2002.
- [19] R. Zambrini and F. Papoff. Signal amplification and control in optical cavities with off-axis feedback. *Phys. Rev. Lett.*, 99 :063907, 2007.

- [20] W.J. Firth and A. Scroggie. Optical bullet holes : Robust controllable localized states of a nonlinear cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 76 :1623, 1994.
- [21] A.V. Mamaev and M. Saffman. Selection of unstable patterns and control of optical turbulence by Fourier space filtering. *Phys. Rev. Lett.*, 80 :3499, 1998.
- [22] S. Juul Jensen, M. Schwab, and C. Denz. Manipulation, stabilization and control of pattern formation using Fourier space filtering. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :1614, 1998.
- [23] D. Gomila, R. Zambrini, and G-L Oppo. Photonic band-gap inhibition of modulational instabilities. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :253904, 2004.
- [24] E. Karsenti. Self-organization in cell biology : a brief history. *Nature Reviews Molecular Cell Biology*, 9 :255, 2008.
- [25] B. Paulre. Self-organization in economics. *European Journal of Economic and Social Systems*, 18 :157, 2005.
- [26] T.S. Schelling. Dynamic models of segregation. *Journal of Mathematical Sociology*, 1 :143, 1971.
- [27] G. Nicolis and I. Prigogine. Self-organization in nonequilibrium systems, from dissipative structures to order through fluctuations. *Wiley, New York*, 1977.
- [28] M.C. Cross and P.C. Hohenberg. Pattern formation outside equilibrium. *Rev. Mod. Phys.*, 65 :851, 1993.
- [29] V. Castets, E. Dulos, J. Boissonade, and P. De Kepper. Experimental evidence of a sustained standing Turing-type nonequilibrium chemical pattern. *Phys. Rev. Lett.*, 64 :2953, 1990.
- [30] Q. Ouyang and H.L. Swinney. Transition from a uniform state to hexagonal and striped Turing patterns. *Nature*, 352 :610, 1991.
- [31] J. Gleick. La théorie du chaos. *Champs, Flammarion*, 1991.
- [32] L. Rayleigh. On the dynamics of revolving fluids. *Proc. R. Soc. London Ser*, 93 :148, 1916.
- [33] H. Benard. Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide transportent de la chaleur par convection en régime permanent. *Ann. Chim. Phys.*, 7 :62, 1900.

- [34] J. M. Dudley, G. Genty, F. Dias, B. Kibler, and N. Akhmediev. Modulation instability, akhmediev breathers and continuous wave supercontinuum generation. *Opt. Express*, 17 :21497, 2009.
- [35] K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita. Observation of modulational instability in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 56 :135, 1986.
- [36] Y.D. Gong, P. Shum, D.Y. Tang, C. Lu, and X. Guo. 660 ghz soliton source based on modulational instability in a short cavity. *Opt. Express*, 11 :2480, 2003.
- [37] A. Hasegawa. Generation of a train of soliton pulses by induced modulational instability in optical fibers. *Opt. Lett.*, 9 :288, 1984.
- [38] S. H. Strogatz. Nonlinear dynamics and chaos : With applications in physics, biology, chemistry, and engineering. *Addison Wesley Publishing*, ISBN : 0201543443, 1994.
- [39] A. Aumann, T. Ackemann, E. Grosse Westhoff, and W. Lange. Eightfold quasipatterns in an optical pattern-forming system. *Phys. Rev. E*, 66 :046220, 2002.
- [40] T. Carmon, H. Buljan, and M. Segev. Spontaneous pattern formation in a cavity with incoherent light. *Phys. Rev. E*, 12 :3481, 2004.
- [41] C. Denz, M. Schwab, and C. Weilmann. Transverse pattern formation in photorefractive optics. *Springer*, 2003.
- [42] S.A. Akhmanov, M.A. Vorontsov, and V.Yu. Ivanov. Largescale transverse nonlinear interactions in laser beams ; new types of nonlinear waves. *Theorie in Physics*, 47 :611, 1988.
- [43] R. Neubecker, G.L. Oppo, B. Thuerling, and T. Tschudi. Pattern formation in a liquid crystal light valve with feedback. *Phys. Rev. A*, 52 :791, 1995.
- [44] T. Honda. Hexagonal pattern formation due to counterpropagation in KNbO3. *Opt. Lett.*, 18 :598, 1993.
- [45] T. Ackemann and W. Lange. Non- and nearly hexagonal patterns in sodium vapor generated by single-mirror feedback. *Phys. Rev. A*, 50 :R4468, 1994.

- 
- [46] M. Brambilla, L.A. Lugiato, F. Prati, L. Spinelli, and W.J. Firth. Optical morphogenesis : pattern formation and competition in nonlinear optics. *Phys. Rev. Lett.*, 79 :2042, 1997.
- [47] C. Green, G.B. Mindlin, E.J. Angelo, H.G. Solari, and J.R. Tredicce. Spontaneous symmetry breaking in a laser : the experimental side. *Phys. Rev. Lett.*, 65 :3124, 1990.
- [48] A. Gatti, H. Wiedemann, L. Lugiato, and I. Marzoli. Langevin treatment of quantum fluctuations and optical patterns in optical parametric oscillators below threshold. *Phys. Rev. A*, 52 :877, 1997.
- [49] L. Dambly. Etudes des instabilités spatio-temporelles dans les oscillateurs à gain photoréfractif. *PhD thesis Université des Sciences et Technique de Lille (France)*, 1994.
- [50] V.I. Bespalov and V.I. Talanov. About filamentation of beams of light in a nonlinear liquid. *JETP Lett.*, 3 :307, 1966.
- [51] G. Grynberg, E. Le Bihan, P. Verkerk, P. Simoneau, J.R.R. Leite, D. Bloch, S. Le Boiteux, and M. Ducloy. Observation of instabilities due to mirrorless four-wave mixing oscillation in sodium. *Optics Comm.*, 67 :363, 1988.
- [52] J. Pender and L. Hesselink. Degenerate conical emissions in atomic-sodium vapor. *J. Opt. Soc. Am. B*, 7 :1361, 1990.
- [53] A. Petrossian, M. Pinard, A. Maitre, J.Y. Courtois, and G. Grynberg. Spontaneous pattern formation in a cavity with incoherent light. *Phys. Rev. E*, 18 :689, 1992.
- [54] G. D'Allesandro and W.J. Firth. Spontaneous hexagon formation in a nonlinear optical medium with feedback mirror. *Phys. Rev. Lett.*, 66 :2597, 1991.
- [55] W. Lange, Yu.A. Logvin, and T. Ackemann. Spontaneous optical pattern in an atomic vapor : observation and simulation. *Physica D*, 96 :230, 1996.
- [56] R. Macdonald and H.J. Eichler. Spontaneous optical pattern formation in a nematic liquid crystal with feedback mirror. *Opt. Commun.*, 89 :289, 1993.

- [57] M. Tamburrini, M. Bonavita, S. Wabnitz, and E. Santamato. Hexagonally patterned beam filamentation in a thin liquid crystal film with single feedback mirror. *Opt. Lett.*, 18 :855, 1993.
- [58] M. Tamburrini and E. Ciaramella. Hexagonal beam filamentation in a liquid crystal film with single feedback mirror. *Chaos, Solitons and Fractals*, 4 :1355, 1994.
- [59] R. Neubecker, B. Thuring, and T. Tschudi. Formation and characterization of hexagonal patterns in a single feedback experiment. *Chaos, Solitons and Fractals*, 4 :1307, 1994.
- [60] J. Gluckstad and M. Saffman. Spontaneous pattern formation in a thin film of bacteriorhodopsin with mixed absorptive dispersive nonlinearity. *Opt. Lett.*, 20 :551, 1995.
- [61] C. Denz, M. Schwab, M. Sedlatschek, T. Tschudi, and T. Honda. Pattern dynamics and competition in a photorefractive feedback system. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15 :2057, 1998.
- [62] W.H.F. Talbot. Facts relating to optical science. *Philos. Mag.*, 9 :401, 1836.
- [63] J. T. Winthrop and C. R. Worthington. Theory of fresnel images. i. plane periodic objects in monochromatic light. *Journ. Opt. Soc. Am.*, 55 :373, 1964.
- [64] H.M. Gibbs, P. Mandel, N. Peyghambarian, and S.D. Smith. Optical bistability. *Springer, Berlin*, 1986.
- [65] J. Nalik, L.M. Hoffer, G.L. Lippi, Ch. Vorgerd, and W. Lange. Transverse optical bistability and formation of transverse structures in a sodium-filled Fabry-Pérot resonator. *Phys. Rev. A*, 45 :R4237, 1992.
- [66] A. Gahl, T. Ackermann, W. Grosse-Nobis, G.L. Lippi, L.M. Hoffer, M. Moller, and W. Lange. Selection rules for transverse-mode excitation in nonlinear ring and Fabry-Perot resonators. *Phys. Rev. A*, 57 :4026, 1998.
- [67] E. Louvergneaux, D. Hennequin, D. Dangoise, and P. Glorieux. Transverse mode competition in a CO<sub>2</sub> laser. *Phys. Rev. A*, 53 :4435, 1996.

- 
- [68] M. Faraday. On a peculiar class of acoustical figures; and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 121 :299, 1831.
- [69] R. Richter and I. V. Barashenkov. Two-dimensional solitons on the surface of magnetic fluids. *Phys Rev Lett*, 94 :184503, 2005.
- [70] M. Tlidi, P. Mandel, and R. Lefever. Localized structures and localized patterns in optical bistability. *Phys. Rev. Lett.*, 73 :640, 1994.
- [71] A. Schreiber, B. Thuering, M. Kreuzer, and T. Tschudi. Experimental investigation of solitary structures in a nonlinear optical feedback system. *Opt. Commu.*, 136 :415, 1997.
- [72] N. Akhmediev and A. Ankiewicz. Dissipative solitons. *Lecture Notes in Physics, Springer*, ISBN 3-540-23373-3, 2005.
- [73] L. Lugiato. Introduction to the feature section on cavity solitons : An overview. *IEEE Journ. of Quantum Electr.*, 39 :193, 2003.
- [74] A. Ashkin, G.D. Boyd, J.M. Dziedzic, R.G. Smith, A.A. Ballman, J.J. Levinstein, and K. Nassau. Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub>. *Appl. Phys. Lett.*, 9 :72, 1966.
- [75] N. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odoulov, M.S. Soskin, and V.L. Vinetskii. Holographic storage in electrooptic crystals. *Ferroelectrics*, 22 :949, 1979.
- [76] G.C. Valley. Simultaneous electron/hole transport in photorefractive materials. *J. Appl. Phys.*, 59 :3363, 1986.
- [77] F.P. Strohkendl, J.M.C. Jonathan, and R.W. Hellwarth. Hole-electron competition in photorefractive gratings. *Opt. Lett.*, 11 :312, 1986.
- [78] M.C. Bashaw, T.-P. Ma, R.C. Barker, S. Mroczkowski, and R.R. Dube. Theory of complementary holograms arising from electron-hole transport in photorefractive media. *J. Opt. Soc. Am. B*, 7 :2329, 1990.
- [79] M. Carrascosa and F. Agullo-Lopez. Theoretical modeling of the fixing and developing of holographic gratings in LiNbO<sub>3</sub>. *J. Opt. Soc. Am. B*, 7 :2317, 1990.

- 
- [80] G. Montemezzani, M. Zgonik, and P. Günter. Photorefractive charge compensation at elevated temperatures and application to  $\text{KNbO}_3$ . *J. Opt. Soc. Am. B*, 10 :171, 1993.
- [81] A. Yariv, S.S. Orlov, and G.A. Rakuljic. Holographic storage dynamics in lithium niobate : Theory and experiment. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13 :2513, 1996.
- [82] P. Tayebati and D. Mahgerefteh. Theory of the photorefractive effect for  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  and  $\text{BaTiO}_3$  with shallow traps. *J. Opt. Soc. Am. B*, 8 :1053, 1991.
- [83] L. Holtmann. A model for the nonlinear photoconductivity of  $\text{BaTiO}_3$ . *Phys. Stat. Sol. (a)*, 133 :K89, 1989.
- [84] M.C. Bashaw, M. Jeganathan, and L. Hesselink. Theory of two-center transport in photorefractive media for low-intensity, continuous-wave illumination in the quasi-steady-state limit. *J. Opt. Soc. Am. B*, 11 :1743, 1994.
- [85] K. Buse and E. Kraetzig. Three-valence charge-transport model for explanation of the photorefractive effect. *Applied Physics B*, 61 :27, 1995.
- [86] G. Picoli, P. Gravey, C. Ozkul, and V. Vieux. Theory of two-wave mixing gain enhancement in photorefractive  $\text{InP}:\text{Fe}$  : A new mechanism of resonance. *Appl. Phys.*, 66 :3798, 1989.
- [87] N. Fressengeas, N. Khelifaoui, C. Dan, D. Wolfersberger, G. Montemezzani, H. Leblond, and M. Chauvet. Roles of resonance and dark irradiance for infrared photorefractive self-focusing and solitons in bipolar  $\text{InP}:\text{Fe}$ . *Phys. Rev. A*, 75 :063834, 2007.
- [88] R. Orłowski and E. Kratzig. Hologram storage in electrooptic crystals. *Solid State Commun.*, 27 :1351, 1978.
- [89] G.C. Valley. Erasure rates in photorefractive materials with two photoactive species. *Appl. Opt.*, 22 :3160, 1983.
- [90] N.V. Kukhtarev, G.E. Dovgalenko, and V.N. Starkow. Influence of optical activity on hologram formation in photorefractive crystals. *Appl. Phys. A*, 33 :227, 1984.

- [91] M.B. Klein and G.C. Valley. Beam coupling in BaTiO<sub>3</sub> at 442 nm. *J. Appl. Phys.*, 57 :4901, 1985.
- [92] G. Montemezzani and M. Zgonik. Light diffraction at mixed phase and absorption gratings in anisotropic media for arbitrary geometries. *Phys. Rev. E*, 55 :1035, 1997.
- [93] G. Montemezzani, C. Medrano, P. Günter, and M. Zgonik. Charge carrier photoexcitation and two-wave mixing in dichroic materials. *Phys. Rev. Lett.*, 79 :3403, 1997.
- [94] J.F. Nye. Physical properties of crystals. *Clarendon Press, Oxford*, 79, 1985.
- [95] A.A. Izvanov, A.E. Mandel, N.D. Khatkov, and S.M. Shandarov. Influence of the piezoelectric effect on hologram writing and reconstruction in photorefractive crystals. *Optoel. Data Proc. Instr.*, 2 :80, 1986.
- [96] S.I. Stepanov, S.M. Shandarov, and N.D. Khatkov. Photoelastic contribution to the photorefractive effect in cubic crystals. *Sov. Phys. Solid State*, 29 :29, 1987.
- [97] P. Günter and M. Zgonik. Clamped-unclamped electro-optic coefficient dilemma in photorefractive phenomena. *Opt. Lett.*, 16 :1826, 1991.
- [98] G. Pauliat, M. Mathey, and G. Roosen. Influence of piezoelectricity on the photorefractive effect. *J. Opt. Soc. Am. B*, 8 :1991, 1992.
- [99] C. Denz. Optical neural networks : an introduction with special emphasize on photorefractive implementations. *Vieweg, Braunschweig, Wiesbaden*, 1998.
- [100] H.J. Coufal, G.T. Sincerbox, and D. Psaltis. Holographic data storage. *Springer-Verlag New York*, 2000.
- [101] H. Rajbenbach, S. Bann, P. Refregier, P. Joffre, J.P. Huignard, H.S. Buchkremer, A.S. Jensen, E. Rasmussen, K.-H. Brenner, and G. Lohmann. Compact photorefractive correlator for robotic applications. *Appl. Opt.*, 31 :5666, 1992.
- [102] B.H. Soffer, G. Dunning, Y. Owechko, and E. Marom. Associative holographic memory with feedback using phase-conjugate mirrors. *Opt. Lett.*, 11 :118, 1986.

- [103] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, and B. Fischer. Spatial solitons in photorefractive media. *Phys. Rev. Lett.*, 68 :923, 1992.
- [104] M. Alonzo, C. Dan, D. Wolfersberger, and E. Fazio. Coherent collisions of infrared self-trapped beams in photorefractive InP :Fe. *Appl. Phys. Lett.*, 96 :121111, 2010.
- [105] A. Barthelemy, C. Froehly, S. Maneuf, and F. Reynaud. Experimental observation of beams self-deflection appearing with two-dimensional spatial soliton propagation in bulk Kerr material. *Opt. Lett.*, 17 :844, 1992.
- [106] J. Feinberg. Self-pumped, continuous-wave phase conjugator using internal reflection. *Opt. Lett.*, 7 :486, 1982.
- [107] J.P. Huignard and A. Marrakchi. Two-wave mixing and energy transfer in Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub> crystal : application to image amplification and vibration analysis. *Opt. Lett.*, 6 :622, 1981.
- [108] R. K. Ing and J.-P. Monchalin. Measurement of the photorefractive phase shift by polarization interferometry. *Opt. Lett.*, 18 :852, 1993.
- [109] A. A. Kamshilin, K. Paivasaari, M. Klein, and B. Pouet. Adaptive interferometer using self-induced electro-optic modulation. *Appl. Phys. Lett.*, 77 :4098, 2000.
- [110] D. Psaltis, D. Brady, and K. Wagner. Adaptive optical networks using photorefractive crystals. *Appl. Opt.*, 24 :3860, 1988.
- [111] G. Pauliat and P. Gunter. Coherent light oscillators with photorefractive KNbO<sub>3</sub> crystals. *Opt. Comm.*, 66 :329, 1988.
- [112] E. Ott, C. Grebogi, and J.A. Yorke. Controlling chaos. *Phys. Rev. Lett.*, 64 :1196, 1990.
- [113] E. Ott, C. Grebogi, and J.A. Yorke. Using small perturbations to control chaos. *Nature*, 363 :411, 1993.
- [114] K.L. Babcock, G. Ahlers, and D.S. Cannell. Noise-sustained structure in taylor-couette flow with through flow. *Phys. Rev. Lett.*, 67 :03388, 1991.
- [115] R.J. Briggs. Electron-stream interaction with plasmas. *MIT, Cambridge, MA*, 1964.

- 
- [116] N. Mitarai and H. Nakanishi. Spatiotemporal structure of traffic flow in a system with an open boundary. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :1766, 2000.
- [117] J.P. Seipenbusch, T. Ackemann, B. Schäpers, B. Berge, and W. Lange. Drift instability and locking behavior of optical patterns. *Phys. Rev. A*, 56 :R4401, 1997.
- [118] A. Mussot, E. Louvergneaux, N. Akhmediev, F. Reynaud, L. Delage, and M. Taki. Optical fiber systems are convectively unstable. *Phys. Rev. Lett.*, 101 :113904, 2008.
- [119] E. Louvergneaux, C. Szewaj, G. Agez, P. Glorieux, and M. Taki. Experimental evidence of absolute and convective instabilities in optics. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :043901, 2004.
- [120] T. Honda. Flow and controlled rotation of spontaneous optical hexagon in  $\text{KNbO}_3$ . *Opt. Lett.*, 20 :851, 1995.
- [121] G. Montemezzani. Optimization of photorefractive two-wave mixing by accounting for material anisotropies :  $\text{KNbO}_3$  and  $\text{BaTiO}_3$ . *Phys. Rev. A*, 62 :053803, 2000.
- [122] O. Kamps, P. Jander, and C. Denz. Instability threshold of a photorefractive pattern-forming system. *Phys. Rev. E*, 72 :016215, 2005.
- [123] T. Honda and P.P. Banerjee. Threshold for spontaneous pattern formation in reflection-grating-dominated photorefractive media with mirror feedback. *Opt. Lett.*, 21 :779, 1996.
- [124] K. Okamoto. Fundamentals of optical waveguides. *San Diego, CA : Academic*, 2000.
- [125] O. Sandfuchs, F. Kaiser, and M.R. Belic. Self-organization and Fourier selection of optical patterns in a nonlinear photorefractive feedback system. *Phys. Rev. A*, 64 :063809, 2001.
- [126] C. Denz, S.J. Jensen, M. Schwab, and T. Tschudi. Stabilization, manipulation and control of transverse optical patterns in a photorefractive feedback system. *J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt.*, 1 :114, 1999.
- [127] C. Denz, P. Jander, M. Schwab, O. Sandfuchs, M. Belic, and F. Kaiser. Transverse pattern formation and its control in photorefractive optics. *Ann. Phys. (Leipzig)*, 13 :391, 2004.

- 
- [128] R. Rupp, R. Sommerfeldt, K. Ringhofer, and E. Kratzig. Space charge field limitation in photorefractive  $\text{LiNbO}_3$  :Fe crystals. *Appl. Phys. B*, 51 :364, 1990.
- [129] M.D. Ewbank, R.R. Neurgaonkar, and W.K. Cory. Photorefractive properties of strontium-barium niobate. *J. Appl. Phys.*, 62 :374, 1987.
- [130] M.B. Klein and R.N. Schwartz. Photorefractive effect in  $\text{BaTiO}_3$  : Microscopic origins. *J. Opt. Soc. Am. B*, 3 :293, 1986.
- [131] R. Reeves, M. Jani, B. Jassemnejad, R. Powell, G. Mizell, and W. Fay. Photorefractive properties of  $\text{KNbO}_3$ . *Phys. Rev. B*, 43 :71, 1991.
- [132] J. Fabre, J.M.C. Jonathan, and G. Roosen. Photorefractive beam coupling in GaAs and InP generated by nanosecond light pulses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 5 :1730, 1988.
- [133] R. Bylsma, A. Glass, D. Olson, and M. Cronin-Golomb. Self-pumped phase conjugation in InP :Fe. *Appl. Phys. Lett.*, 54 :1968, 1989.
- [134] D. Wolfersberger, N. Khelifaoui, C. Dan, N. Fressengeas, and H. Leblond. Fast photorefractive self-focusing in InP :Fe semiconductor at infrared wavelengths. *Appl. Phys. Lett.*, 92 :021106, 2008.
- [135] S. Ducharme, J. Scott, R. Tweig, and W. Moerner. Observation of the photorefractive effect in a polymer. *Phys. Rev. Lett.*, 66 :1846, 1991.
- [136] N. Marsal, D. Wolfersberger, M. Sciamanna, G. Montemezzani, and D. Neshev. Experimental control of pattern formation by photonic lattices. *Opt. Lett.*, 33 :2509, 2008.
- [137] N. Marsal, D. Wolfersberger, M. Sciamanna, G. Montemezzani, and D. Neshev. All-optical control of nonlinear pattern modes by periodic photonic structures. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 45 :1380, 2009.
- [138] A.A. Sukhorukov, N. Marsal, A. Minovich, D. Wolfersberger, M. Sciamanna, G. Montemezzani, and D. Neshev. Lattice controlled modulation instability in feedback systems. *Opt. Lett.*, *accepted*, 2010.
- [139] Yu.S. Kivshar and G.P. Agrawal. Optical solitons : From fibers to photonic crystals. *Academic Press, San Diego*, 2003.

- 
- [140] R.E. Slusher and B.J. Eggleton. Nonlinear photonic crystals. *Springer Series in Photonics*, 10, 2003.
- [141] M. Soljacic and J.D. Joannopoulos. Enhancement of nonlinear effects using photonic crystals. *Nature Materials*, 3 :211, 2004.
- [142] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, and J.N. Winn. Photonic crystals : Molding the flow of light. *Princeton University Press*, 1995.
- [143] E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.*, 58 :2059, 1987.
- [144] J. Sajeev. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 58 :2486, 1987.
- [145] P. Yeh. Optical waves in layered media. *John Wiley and Sons, New York*, 1988.
- [146] P.S.J. Russell. Photonic crystal fibers. *Science*, 299 :358, 2003.
- [147] T.F. Krauss, R.M. DeLaRue, and S. Brand. Two-dimensional photonic-bandgap structures operating at near infrared wavelengths. *Nature*, 383 :699, 1996.
- [148] L. Biro. Living photonic crystals : Nanostructure of the scales of cyanophrys remus butterfly. *Nanopages*, 1 :195, 2006.
- [149] A. Yacomotti, F. Raineri, G. Vecchi, P. Monnier, R. Raj, J.A. Levenson, B. Ben Bakir, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, L. Di Cioccio, and J.-M. Fedeli. All-optical bistable band-edge Bloch modes in a two-dimensional photonic crystal. *Appl. Phys. Lett.*, 88 :231107, 2006.
- [150] J.D. Murray. Mathematical biology. *Springer, New York*, 1990.
- [151] A. Yacomotti, P. Monnier, F. Raineri, B. Ben Bakir, C. Seassal, R. Raj, and J.A. Levenson. Fast thermo-optical excitability in a two-dimensional photonic crystal. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :143904, 2006.
- [152] T. Ellenbogen, N. Voloch-Bloch, A. Ganany-Padowicz, and A. Arie. Non-linear generation and manipulation of airy beams. *Nature Photonics*, 3 :395, 2009.
- [153] E. Cubukcu, K. Aydin, E. Ozbay, S. Foteinopoulou, and C.M. Soukoulis. Negative refraction by photonic crystals. *Nature*, 423 :604, 2003.

- 
- [154] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami. Self-collimating phenomena in photonic crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 74 :1212, 1999.
- [155] H. Gersen, T.J. Karle, R.J.P. Engelen, W. Bogaerts, J.P. Korterik, N.F. Hulst, T.F. Krauss, and L. Kuipers. Real-space observation of ultraslow light in photonic crystal waveguides. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :073903, 2005.
- [156] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami. Superprism phenomena in photonic crystals : Toward microscale lightwave circuits. *J. Lightwave Technol*, 17 :2032, 1999.
- [157] A. Yariv. Optical electronics. *Saunders College Publishing, Philadelphia*, 1991.
- [158] N. K. Efremidis, S. Sears, D.N. Christodoulides, J.W. Fleischer, and M. Segev. Discrete solitons in photorefractive optically induced photonic lattices. *Phys. Rev. E*, 66 :046602, 2002.
- [159] D.N. Christodoulides, F. Lederer, and Y. Silberberg. Discretizing light behaviour in linear and nonlinear waveguide lattices. *Nature*, 424 :817, 2006.
- [160] J.W. Fleischer, G. Bartal, O. Cohen, T. Schwartz, O. Manela, B. Freedman, M. Segev, H. Buljan, and N.K. Efremidis. Spatial photonics in nonlinear waveguide arrays. *Opt. Express*, 13 :1780, 2005.
- [161] A.A. Sukhorukov, D. Neshev, W. Krolikowski, and Y.S. Kivshar. Non-linear Bloch-wave interaction and Bragg scattering in optically-induced lattices. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :093901, 2004.
- [162] D. Mandelik, R. Morandotti, J.S. Aitchison, and Y. Silberberg. Gap solitons in waveguide arrays. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :093904, 2004.
- [163] M.I. Molina, I.L. Garanovich, A.A. Sukhorukov, and Y.S. Kivshar. Discrete surface solitons in semi-infinite binary waveguide arrays. *Opt. Lett.*, 31 :2332, 2006.
- [164] B. Terhalle, N. Radwell, P. Rose, C. Denz, and T. Ackemann. Control of broad-area vertical-cavity surface emitting laser emission by optically induced photonic crystals. *Appl. Phys. Lett*, 93 :151114, 2008.

- 
- [165] C. Lou, X. Wang, J. Xu, and Z. Chen. Nonlinear spectrum reshaping and gap-soliton-train trapping in optically induced photonic structures. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :213903, 2007.
- [166] A.V. Mamaev and M. Saffman. Modulational instability and pattern formation in the field of noncollinear pump beams. *Opt. Lett.*, 22 :283, 1997.
- [167] N. Marsal, D. Wolfersberger, M. Sciamanna, and G. Montemezzani. Noise- and dynamics-sustained patterns in a nonlinear photorefractive system. *Phys. Rev. A*, 81 :031804(R), 2010.
- [168] M. Haelterman and G. Vitrant. Drift instability and spatiotemporal dissipative structures in a nonlinear Fabry Perot resonator under oblique incidence. *J. Opt. Soc. Am. B*, 9 :1563, 1992.
- [169] G. Grynberg. Drift instability for a laser beam transmitted through a rubidium cell. *Opt. Commun.*, 109 :483, 1994.
- [170] P.L. Ramazza, P. Bigazzi, E. Pampaloni, S. Residori, and F.T. Arecchi. One-dimensional transport-induced instabilities in an optical system with nonlocal feedback. *Phys. Rev. E*, 52 :5524, 1995.
- [171] P.L. Ramazza, S. Boccaletti, A. Giaquinta, E. Pampaloni, S. Sonia, and F.T. Arecchi. Optical pattern selection by a lateral wave-front shift. *Phys. Rev. A*, 54 :3472, 1996.
- [172] M. Taki, A. Mussot, A. Kudlinski, E. Louvergneaux, M. Kolobov, and M. Douay. Third-order dispersion for generating optical rogue solitons. *Phys. Lett. A*, 374 :691, 2010.
- [173] M. Santagiustina, P. Colet, M. San Miguel, and D. Walgraef. Noise-sustained convective structures in nonlinear optics. *Phys. Rev. Lett.*, 79 :3633, 1997.
- [174] F. Papoff and R. Zambrini. Convective instability induced by nonlocality in nonlinear diffusive systems. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :243903, 2005.
- [175] P. Cheben, F. Monte, D.J. Worsfold, D.J. Carlsson, C.P. Grover, and J.D. Mackenzie. A photorefractive organically modified silica glass with high optical gain. *Nature*, 408 :64, 2000.

- 
- [176] A.W. Snyder and D.J. Mitchel. Accessible solitons. *Science*, 276 :1538, 1997.
- [177] G. Agez, P. Glorieux, M. Taki, and E. Louvergneaux. Two-dimensional noise-sustained structures in optics : Theory and experiments. *Phys. Rev. A*, 74 :043814, 2006.
- [178] F. Papoff and R. Zambrini. Lasers with nonlocal feedback, diffraction, and diffusion. *Phys. Rev. A*, 79 :033811, 2009.
- [179] P. Gondret, P. Ern, L. Meignin, and M. Rabaud. Experimental evidence of a nonlinear transition from convective to absolute instability. *Phys. Rev. Lett.*, 82 :1442, 1999.
- [180] P.N. McGraw and M. Menzinger. Pattern formation by boundary forcing in convectively unstable, oscillatory media with and without differential transport. *Phys. Rev. E*, 72 :027202, 2005.
- [181] C. Evain, C. Szwaj, S. Bielawski, M. Hosaka, A. Mochihashi, M. Katoh, and M.-E. Coupric. Shifted feedback suppression of turbulent behavior in advection-diffusion systems. *Phys. Rev. Lett.*, 102 :134501, 2009.
- [182] P.L. Ramazza, S. Boccaletti, and F.T. Arrechi. Transport induced patterns in a optical system with focussing nonlinearity. *Opt. Comm.*, 136 :267, 1997.
- [183] P.L. Ramazza, S. Boccaletti, and F.T. Arrechi. Optical diffraction free patterns induced by a discrete translational transport. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :4128, 1998.
- [184] M. Santagiustina, P. Colet, M. San Miguel, and D. Walgraef. Space inversion symmetry breaking and pattern selection in nonlinear optics. *J. Opt. B*, 1 :191, 1999.
- [185] N. Akhmediev, A. Ankiewicz, and M. Taki. Waves that appear from nowhere and disappear without a trace. *Phys. Rev. A*, 373 :675, 2009.
- [186] D. R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, and B. Jalali. Optical rogue waves. *Nature*, 450 :1054, 2007.
- [187] G. Agez. Effets du bruit et d'un flot transverse sur les instabilités spatio-temporelles dans un système optique à cristaux liquides. *PhD Thesis*, 2005.

- 
- [188] G. Agez, C. Szwarz, E. Louvergneaux, and P. Glorieux. Noisy precursors in one-dimensional patterns. *Phys. Rev. A*, 66 :063805, 2002.
- [189] M. Remoissenet. Waves called solitons : concepts, experiments. *Berlin : Springer*, 1994.
- [190] A.D. Boardman, L. Velasco, and P. Egan. Dissipative magneto-optic solitons. *Lecture Notes in Physics, Springer*, 661, 2005.
- [191] E.A. Ultanir, G.I. Stegeman, D. Michaelis, C.H. Lange, and F. Lederer. Stable dissipative solitons in semiconductor optical amplifiers. *Phys. Rev. Lett.*, 90 :253903, 2003.
- [192] V.B. Taranenko, K. Staliunas, and C. O. Weiss. Spatial soliton laser : localized structures in a laser with a saturable absorber in a self-imaging resonator. *Phys. Rev. A*, 56 :1582, 1997.
- [193] F. Leo, S. Coen, P. Kockaert, S.P. Gorza, P. Emplit, and M. Haelterman. Temporal cavity solitons in one-dimensional Kerr media as bits in an all-optical buffer. *Nat. Photon.*, 4 :471, 2010.
- [194] W.J. Firth. Processing information with arrays of spatial solitons. *Proceedings-SPIE*, 4016 :388, 2000.
- [195] R.W. Boyd, D. Gauthier, and A.L. Gaeta. Applications of slow light in telecommunications. *Optics and Photonics News*, 17 :18, 2006.
- [196] J. Scheuer and M. Orenstein. Control and steering of phase domain walls. *Science*, 285 :230, 1999.
- [197] T. Ackemann, S. Barland, M. Cara, S. Balle, J. R. Tredicce, R. Jager, M. Grabherr, M. Miller, and K.J. Ebeling. Spatial mode structure of bottom-emitting broad-area vertical-cavity surface-emitting lasers. *J. Opt. B*, 2 :406, 2000.
- [198] I. Ganne, G. Sleky, I. Sagnes, and R. Kuszelewicz. Cavity solitons in broad-area vertical-cavity surface-emitting lasers below threshold. *Phys. Rev. A*, 69 :043817, 2004.
- [199] F. Pedaci, S. Barland, E. Caboche, P. Genevet, M. Giudici, J.R. Tredicce, T. Ackemann, A.J. Scroggie, W.J. Firth, G.L. Oppo, and G. Tissoni. All-optical delay line using semiconductor cavity solitons. *App. Phys. Lett.*, 92 :011101, 2008.

- [200] O. Thual and S. Fauve. Localized structures generated by subcritical instabilities. *J. Phys.*, 49 :1829, 1988.
- [201] G. Dewel, P. Borckmans, A. deWit, B. Rudovics, J.-J. Perrand, E. Dulos, J. Boissonade, and P. de Kepper. Pattern selection and localized structures in reaction-diffusion systems. *Physica A*, 213 :181, 1995.
- [202] P. Couillet, C. Riera, and C. Tresser. Stable static localized structures in one dimension. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :3069, 2000.
- [203] M. Brambilla, L. A. Lugiato, and M. Stefani. Interaction and control of optical localized structures. *Europhys. Lett.*, 34 :34, 1996.
- [204] J.V. Moloney and H.M. Gibbs. Role of diffractive coupling and self-focusing or defocusing in the dynamical switching of a bistable optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 48 :1607, 1982.
- [205] D.W. Laughlin, J.V. Moloney, and A.C. Newell. Solitary waves as fixed points of infinite-dimensional maps in an optical bistable ring cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 51 :75, 1983.
- [206] G.S. McDonald and W.J. Firth. Spatial solitary-wave optical memory. *J. Opt. Soc. Amer. B*, 7 :1328, 1990.
- [207] V.B. Taranenko, I. Ganne, R. Kuszelewicz, and C.O. Weiss. Spatial solitons in a semiconductor microresonator. *Appl. Phys. B*, 72 :377, 2001.
- [208] L. Spinelli, G. Tissoni, M. Brambilla, F. Prati, and L.A. Lugiato. Spatial solitons in semiconductor microcavities. *Phys. Rev. A*, 58 :2542, 1998.
- [209] G. Sleky, K. Staliunas, and C.O. Weiss. Spatial localized structures in resonators with saturable absorber. *Opt. Comm.*, 149 :113, 1998.
- [210] S.G. Odoulov, M.Yu. Goukov, and O.A. Shinkarenko. Threshold behavior in formation of optical hexagons and first order optical phase transition. *Phys. Rev. Lett.*, 83 :3637, 1999.
- [211] V. B. Taranenko, I. Ganne, R. J. Kuszelewicz, and C. O. Weiss. Patterns and localized structures in bistable semiconductor resonators. *Phys. Rev. A*, 61 :063818, 2000.
- [212] Y. Uesu, A. Ueno, M. Kobayashi, and S.G. Odoulov. Hexagon formation in photorefractive crystals as mirrorless coherent oscillation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15 :2065, 1998.

## Bibliographie

---

- [213] S. Koke, D. Trager, P. Jander, M. Chen, D. Neshev, W. Krolikowski, Yu.S. Kivshar, and C. Denz. Stabilization of counterpropagating solitons by photonic lattices. *Opt. Express*, 15 :6279, 2007.
- [214] I.V. Babushkin, N.A. Loiko, and N.N. Rozanov. Spatial soliton-like structures in a thin-film system with a transverse photonic crystal in the feedback loop. *Nonlinear and Quantum Optics*, 102 :285, 2007.