



HAL
open science

Nouvelle technique de photo-inscription dans LiNbO₃ : autofocalisation contrôlée par effet pyroélectrique

Jassem Safioui

► **To cite this version:**

Jassem Safioui. Nouvelle technique de photo-inscription dans LiNbO₃ : autofocalisation contrôlée par effet pyroélectrique. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Franche-Comté, 2010. Français. NNT: . tel-00611720

HAL Id: tel-00611720

<https://theses.hal.science/tel-00611720>

Submitted on 27 Jul 2011

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.



Université de Franche-Comté

École Doctorale SPIM

Thèse de Doctorat

Spécialité Optique Photonique

présentée par

Jassem SAFIOUI

**Nouvelle technique de photo-inscription
dans LiNbO_3 : autofocalisation
contrôlée par effet pyroélectrique**

Thèse dirigée par Pr. Mathieu CHAUVET et Pr. Fabrice DEVAUX

soutenue le 13 décembre 2010

Jury :

Président : H. MAILLOTTE, Directeur de recherches CNRS, Université de Franche-Comté
Rapporteurs : G. MONTEMEZZANI, Professeur, Université Paul Verlaine - Metz
J. F. HENNINOT, Professeur, Université d'Artois
Examineurs : H. R. JAUSLIN, Professeur, Université de Bourgogne
M. CHAUVET, Professeur, Université de Franche-Comté
F. DEVAUX, Professeur, Université de Franche-Comté

Remerciements

Les travaux de cette thèse ont été effectués au laboratoire d'optique LOPMD à l'institut FEMTO-ST, dirigé par monsieur Hervé MAILLOTTE, qui m'a fait honneur de présider le jury de ma soutenance, je le remercie très sincèrement.

Je remercie également et très chaleureusement tout les membres du jury qui ont accepté de rapporter et d'examiner mes travaux de thèse, les professeurs : Germano MONTE-MEZZANI (Université Paul Verlaine), Jean François HENNINOT (Université d'Artois), Hans- Rudolf JAUSLIN (Université de Bourgogne), Mathieu CHAUVET (Université de Franche-Comté) et Fabrice DEVAUX (Université de Franche-Comté).

Un énorme Merci à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réussite de cette thèse : Kien Phan HUY (J'ai tellement appris avec toi), Eugenio FAZIO (ravi d'avoir travaillé avec toi), Rémy PASSIER (Merci pour tes précieux conseils), Jacopo PAR-RAVICINI (ça c'est passé tellement vite), Ludovic GAUTHIER-MANUEL et Blandine GUICHARDAZ (les génies du polissage), Eric KROEMER (je te souhaite une très bonne continuation) sans oublier bien sûr Federico PETTAZZI et Virginie CODA (Vos thèses m'ont facilité la vie).

Je remercie sans limites mes encadreurs Mathieu CHAUVET et Fabrice DEVAUX pour toutes leurs qualités et leurs compétences que je n'arrive pas à trouver les mots pour les lister (je vous suis très profondément reconnaissant). Je vous souhaite un avenir plein de succès et découvertes.

Vous êtes un modèle pour moi j'espère qu'un jour j'atteindrais vos compétences et que je serai digne de tout le savoir que vous m'avez transmis.

Merci à tous les collègues du bureau avec qui j'ai eu de très agréables moments (Jean-Charles BEUGNOT, Rémy PASSIER, Mischa GUILLERM et Nour NASSER).

Je tiens aussi à remercier la gentillesse et la sympathie de l'ensemble de l'équipe ONL : Thibaut, Gil, Eric, Anne, Min, Michaël, Birgit, Luai, Joe et Batiste. Merci également à tous l'ensemble du personnel du laboratoire d'optique et ses thésards.

Finalement je remercie mes parents mes amis et tous les membres de ma famille, merci beaucoup pour votre soutien. Un merci venu d'au-delà est destiné à celle qui partage ma vie et qui a toujours su me remotiver, merci pour ta patience et ton amour.

Table des matières

Remerciements	3
Table des matières	3
Introduction générale	8
1 La circuiterie optique tridimensionnelle	13
1.1 Photo-inscription par laser femtoseconde	13
1.2 Photoinscription par Laser ultraviolet	15
1.3 Photoinduction par solitons	17
1.3.1 Solitons spatiaux optiques	18
1.3.1.1 Soliton Kerr	20
1.3.1.2 Soliton thermique	22
1.3.1.3 Soliton dans les cristaux liquides	23
1.3.1.4 Soliton photoréfractif	25
1.4 Solitons spatiaux photoréfractif comme technique d'induction	28
1.4.1 Solitons spatiaux noirs	28
1.4.2 Solitons spatiaux brillants	30
1.4.3 Composants photo-induits par les solitons photoréfractifs	30
1.5 Conclusions	32
2 Propriétés du niobate de lithium	33
2.1 Le niobate de lithium, un matériau pour l'industrie de l'optique moderne	34
2.1.1 Les caractéristiques du niobate de lithium	34
2.1.2 La structure cristalline du niobate de lithium	35
2.1.3 Les différentes compositions de niobate de lithium	36
2.2 La ferroélectricité et la polarisation spontanée	38
2.3 La pyroélectricité	40
2.3.1 Introduction et histoire	40
2.3.1.1 La pyroélectricité : description schématique et théorique	42
2.3.1.2 Mesure du coefficient pyroélectrique	47
2.3.1.3 Les applications des matériaux pyroélectriques	53
2.4 Propriétés optiques choisies du LN	55
2.5 L'effet électro-optique	55
2.6 L'effet photovoltaïque	60

2.7	L'effet photoréfractif à faible intensité	62
2.8	Conclusions	65
3	Focalisation par effet pyroélectrique : expérience et modélisation	67
3.1	Concept et démonstration expérimentale du soliton spatial brillant pyroélectrique : Pyroliton	68
3.1.1	Concept de l'autofocalisation par effet pyroélectrique	68
3.1.2	Choix de la configuration	69
3.1.3	Autofocalisation pyroélectrique	70
3.1.4	Influence de la puissance optique et de la variation de température	75
3.1.4.1	Influence de la puissance	75
3.1.4.2	Influence de la variation de température ΔT	76
3.2	Comportement diélectrique du niobate de lithium	77
3.2.1	Application d'une tension externe	77
3.2.2	Effet d'un changement de température	77
3.3	Démonstration expérimentale du pyroliton	81
3.4	Description du modèle numérique	83
3.4.1	Résultats numériques	89
3.4.1.1	Simulation de la focalisation pyroélectrique	89
3.4.2	Génération du pyroliton : modélisation	91
3.5	Conclusions	92
4	Etude approfondie de la focalisation par effet pyroélectrique	93
4.1	Focalisation pyroélectrique dans LN stoechiométrique.	94
4.1.1	Démonstration expérimentale	94
4.1.2	Influence de la variation de température sur l'autofocalisation pyroélectrique	97
4.2	Influence de la polarisation optique	97
4.2.1	Etude dans LN stoechiométrique	98
4.2.2	Simulations numériques	99
4.2.3	Etude dans LN congruent	102
4.3	Comportement du phénomène d'autofocalisation pyroélectrique pour un cristal en court-circuit	104
4.3.1	Effet d'un court-circuit non-optimisé	104
4.3.2	Effet d'un court-circuit optimisé.	106
4.4	Comportement à haute intensité.	107
4.4.1	L'effet photoréfractif à hautes intensités	108
4.4.1.1	Modélisation numérique	110
4.4.1.2	Simulation numérique de l'autofocalisation pyroélectrique avec le modèle à deux centres actifs	115
4.4.2	Etude expérimentale de l'autofocalisation pyroélectrique à forte intensité	119
4.4.2.1	Expériences dans le LN congruent	119
4.4.2.2	Expériences dans le LN stoechiométrique	121

4.4.3	Etude de l'amplitude du champ photovoltaïque en fonction de l'intensité.	122
4.5	Propriétés des guides photo-induits	124
4.5.1	Guides d'onde induits avec champ appliqué	124
4.5.1.1	Partie expérimentale	124
4.5.1.2	Analyse des guides par simulations numériques	126
4.5.2	Guides d'onde induits par effet pyroélectrique	128
4.5.2.1	Induction par lentille de focalisation	128
4.5.2.2	Induction par fibre optique	129
4.6	Conclusions	132
5	Soliton de surface pyroélectrique	135
5.1	Les solitons optiques de surface	136
5.1.1	Soliton de surface à nonlinéarité local	136
5.1.2	Soliton de surface par nonlinéarité non locale	137
5.1.3	Le soliton de surface pyroélectrique	138
5.2	Démonstration de la génération du soliton de surface	139
5.2.1	Auto-déviatation de faisceaux auto-confinés	139
5.2.1.1	Modèle numérique	139
5.2.1.2	Démonstration expérimentale	141
5.2.2	Soliton de surface : démonstration expérimentale	142
5.2.3	Soliton de surface : confirmation numérique	145
5.3	Conclusion	146
	Conclusion générale et perspectives	147
	Annexe	149
	Bibliographie	153
	Table des figures	166
	Liste des publications de l'auteur	174

Introduction générale

La lumière a toujours été un phénomène au coeur de nombreux travaux dans l'histoire des sciences. L'évolution des connaissances dans ce domaine a été considérable. Par exemple en -300 av. J.C le mathématicien Euclide a eu l'idée de représenter la lumière par des rayons alors que la généralisation de la théorie onde-particule a été établie par De Broglie en 1924. La lumière, particulièrement sa nature, a été au centre de nombreuses controverses et elle garde encore certains mystères malgré les différentes représentations théoriques : corpusculaire, ondulatoire ou encore quantique. Actuellement de nombreuses applications profitant des propriétés subtiles de la lumière sont encore à découvrir et à développer. Par exemple, la réalisation de l'ordinateur quantique à base de photons, manipulation des particules par la lumière ou encore le développement des sources lumineuses extrêmement intenses (laser Mégajoule).

Le grand intérêt porté par la communauté scientifique à l'étude de la lumière a fait émerger ces dernières années deux domaines extrêmement riches en termes d'applications : l'optique nonlinéaire et l'optique guidée.

La naissance de l'optique nonlinéaire est souvent associée à l'expérience référence sur le doublage de fréquence réalisée par Franken et ses collaborateurs en 1961 [1]. Dans cette expérience, un faisceau laser rouge provenant d'un laser à rubis est doublé en fréquence après avoir traversé un cristal de quartz pour devenir ultra-violet. Mais les rudiments de cette branche de l'optique avaient été énoncés des années plus tôt. En effet, l'idée théorique de l'interaction nonlinéaire entre une onde électromagnétique et la matière a été envisagée dès la fin des années 1920 par Paul Dirac ¹ et par Maria Goeppert-Mayer ². Alors que la première expérience d'optique nonlinéaire a été réalisée en 1941 par le physicien et chimiste Gilbert Newton Lewis qui a rapporté la saturation de l'intensité de la fluorescence d'un colorant organique en augmentant la puissance [2]. G. N. Lewis a également introduit le mot "photon" [3] au lieu du mot "quanta" de lumière introduit par Planck et a établi les bases de l'optique nonlinéaire.

L'arrivée d'une source lumineuse cohérente et très énergétique qu'est le laser en 1960 a permis à l'optique nonlinéaire un épanouissement considérable. Un exemple d'expérience spectaculaire est l'observation du dommage optique dans des matériaux transparents comme le verre par Michael Hercher [4]. Cette découverte a permis le développement de plusieurs branches de l'optique non linéaire comme l'auto-focalisation, la génération

¹Paul Dirac : (1902-1984) physicien et mathématicien britannique, prix Nobel de physique en 1933

²Maria Goeppert-Mayer : (1906-1972) physicienne américaine d'origine allemande, prix Nobel de physique en 1963

de solitons optiques ou encore le traitement laser des matériaux.

Le concept de l'optique guidée a commencé à émerger à la fin des années 1960 avec comme résultat remarquable le remplacement des câbles et des liaisons hertziennes par des fibres optiques. A la fin des années 1970 le développement des fibres optiques à très faibles pertes, les diodes lasers GaAlAs et GaInAsP et les techniques de lithographie ont été à la base des premiers composants d'optique intégrée qui ont rapidement débouché sur des applications. Aujourd'hui la fibre optique est omniprésente et il suffit de donner un chiffre pour mesurer l'impact de cette technologie sur notre vie. La longueur de la fibre optique utilisée actuellement pour la transmission de l'information est évaluée à 25000 fois le tour de la terre. L'optique guidée est plus que jamais au coeur de l'industrie photonique actuelle et future.

Ces deux domaines de l'optique que sont l'optique non-linéaire et l'optique guidée sont étroitement liés. Ainsi le confinement de la lumière dans un guide permet d'atteindre de fortes intensités qui favorisent l'obtention d'effets nonlinéaires. Par ailleurs en exploitant le régime nonlinéaire de certains matériaux on peut envisager de modifier, diriger ou encore guider la lumière ce qui permettrait le développement de circuits optiques photoniques.

Dans nos travaux nous allons nous intéresser à la photoinduction de guides. Pour y parvenir on utilise des matériaux non linéaires photosensibles, où la lumière s'auto-guide sous certaines conditions. Des circuits optiques 3-D peuvent être fabriqués à l'aide de cette technologie de micro-fabrication bas coût.

Le soliton spatial brillant est notamment au centre de notre étude. L'existence du soliton spatial est donnée par l'équilibre entre la diffraction qui représente l'étalement naturel de la lumière au cours de la propagation et l'autofocalisation nonlinéaire provoquée par une augmentation locale de l'indice de réfraction. Le soliton se propage donc dans le milieu en gardant un profil transverse invariant. Le but est ici d'utiliser cette technique pour générer des guides d'ondes et des structures optiques à faibles pertes au coeur d'un matériau. Pour nos travaux nous avons choisi le niobate de lithium (LN) car il se caractérise par d'excellentes qualités optiques et parce qu'il est aussi très utilisé dans l'industrie photonique. Ce matériau possède de plus une nonlinéarité photoréfractive que nous allons exploiter pour induire ces guides d'ondes. Grâce à l'effet mémoire de cette nonlinéarité les guides restent mémorisés dans le matériau sur de très longues périodes.

A l'heure actuelle cette technique d'induction nécessite l'application de tensions électriques externes élevées pour obtenir l'effet focalisant. Dans cette thèse une nouvelle technique qui s'affranchit de l'application d'un champ électrique externe a été démontrée. Ce processus basé sur l'effet pyroélectrique permet de générer un champ électrique interne en élevant la température du LN de quelques degrés ce qui remplace avantageusement une tension externe appliquée. Nous montrons l'efficacité de cet effet pour induire des solitons spatiaux brillants.

Ce mémoire commence par la présentation de différentes techniques d'induction de guides d'onde optiques et s'attarde sur la technique d'induction basé sur les solitons spa-

tiaux au coeur de nos travaux.

Dans le second chapitre les caractéristiques du LN ainsi que les différents effets physiques qui régissent l'effet photoréfractif (PR) dans ce matériau sont présentées.

Dans le troisième chapitre nous démontrons la focalisation contrôlée par effet pyroélectrique ainsi que la génération du soliton spatial brillant pyroélectrique que nous appelons pyroliton. Un modèle numérique 3-D à un seul centre profond est développé afin de simuler la focalisation pyroélectrique et comprendre la dynamique de formation du pyroliton.

Dans le quatrième chapitre une étude détaillée de l'autofocalisation pyroélectrique est réalisée en analysant l'influence de la polarisation optique ou encore l'intensité du faisceau sur la dynamique de la focalisation. Ces expériences sont réalisées dans des échantillons de LN de composition stoechiométrique et congruente. Dans cette partie nous développons également un modèle numérique à deux centres profonds afin d'expliquer les résultats expérimentaux obtenus à hautes intensités. Enfin, on donne un ensemble de résultats sur les propriétés guidantes des guides photo-induits par effet pyroélectrique.

Finalement dans le dernier chapitre un nouveau type de soliton photoréfractif est présenté, le soliton de surface pyroélectrique qui se propage à l'interface entre deux milieux. Ce soliton de surface est démontré expérimentalement et une validation numérique est proposée.

Chapitre 1

La circuiterie optique tridimensionnelle

Le développement spectaculaire de la technologie de la fibre optique permet aujourd'hui de transmettre des débits impressionnants d'information. Récemment un nouveau record de capacité de transmission vient d'être atteint, on parle de centaines de pétabits (soit 100 millions de gigabits) par seconde sur une distance de 7000km, soit l'équivalent de 400 DVD par seconde entre Paris et Chicago [5]. Les débits sont de plus en plus élevés mais les dispositifs qui traitent les informations à l'entrée et à la sortie de ces fibres peinent à suivre. Les composants électroniques qui assurent aujourd'hui la transmission et le traitement des données atteignent petit à petit leurs limites, et les pertes lors de la conversion optique électrique handicapent l'exploitation optimale de la capacité des fibres optiques. Face à la demande de débits toujours plus important, une solution est de substituer les composants électroniques par des dispositifs optiques. En plus de leurs capacités phénoménales, les composants optiques se caractérisent aussi par leur intégrabilité et surtout leur faible consommation d'énergie. Une transmission tout optique représente un nouvel objectif pour les télécommunications.

Nos travaux ont pour ambition de répondre à ces demandes en contribuant à la réalisation de circuits optiques 3-D actifs et passifs. Un circuit optique est constitué de plusieurs guides d'onde au coeur d'un matériau afin d'acheminer et de traiter la lumière. Ces circuits ne peuvent être réalisés que par photo-induction c'est-à-dire par écriture directe à l'aide d'un faisceau laser.

Plusieurs techniques d'induction optique sont en cours de développement dans les laboratoires.

1.1 Photo-inscription par laser femtoseconde

Cette technique se caractérise par l'utilisation de matériaux transparents aux longueurs d'onde d'induction ce qui permet l'accès au coeur de ces matériaux. Ainsi lorsque

l'on focalise un faisceau laser femtoseconde à l'intérieur d'un échantillon transparent (du verre par exemple) une modification permanente de l'indice de réfraction au point focal peut se produire en raison de la très forte intensité. Dans certains matériaux cette modification est positive (augmentation de l'indice de réfraction). Ainsi par translation de l'échantillon devant le faisceau, une modulation d'indice formant un guide peut être réalisée. Cette inscription est possible lorsque les paramètres d'induction (la focalisation, vitesse de translation ou encore énergie lumineuse) sont précisément ajustés.

La modification d'indice par cette technique d'inscription peut être assurée par deux régimes d'irradiation. A haute cadence ($> 1MHz$) avec des impulsions de quelques dizaines de nanojoules et à basse cadence ($< 100 - 500kHz$) avec des énergies de quelques microjoules. La modification d'indice aux hautes fréquences provient d'une accumulation thermique provoquée par le spot focalisé. Dans le cas des basses cadences, le matériau revient à température ambiante après chaque impulsion, l'indice est modifié par des processus de relaxation faisant suite à une forte photo-ionisation. En conséquence, la zone modifiée est confinée au volume focal. Le contrôle de ce volume autorise donc le contrôle de la zone d'augmentation d'indice. Pour les deux régimes les valeurs de modification d'indice sont équivalentes.

Il faut noter que la limite entre les deux régimes est déterminée par la diffusion thermique du matériau. Pour le verre le temps de diffusion thermique est de l'ordre de $1\mu s$, la transition entre les deux régimes est donc située autour de $1MHz$.

L'inscription de guides d'onde avec cette technique est possible à l'aide de deux configurations expérimentales. La première consiste à traduire l'échantillon parallèlement au faisceau laser. Cette configuration est appelée une configuration longitudinale. Dans la seconde configuration l'échantillon est déplacé perpendiculairement au faisceau laser. On parle dans ce cas d'une configuration transversale. Le choix de la configuration dépend de la forme et la longueur des guides d'onde que l'on souhaite générer.

La géométrie longitudinale permet l'obtention de guides symétriques (profil circulaire). Les dimensions transversales sont déterminées par la taille du spot focalisé. En revanche la longueur du guide gravé est limitée par de la focale utilisée. Cette technique ne permet pas la réalisation de guides courbes ou de structures complexes.

La géométrie transversale offre une plus grande flexibilité pour la réalisation de circuits photoniques de différentes formes et longueurs. Elle possède cependant un inconvénient lié à la dissymétrie de la section des guides d'onde créés. La taille du guide selon la direction de propagation est donnée par les paramètres confocaux (la zone de Rayleigh, $z_R = 2\pi w_0^2/\lambda$) et la taille du guide perpendiculaire à la direction de propagation est donné par le diamètre du faisceau focalisé (diamètre à $1/e^2$ du faisceau). Ce problème a été surmonté dans le régime à basse cadence en utilisant une focalisation astigmatique [6, 7]. Dans le régime haute cadence une symétrie circulaire est réalisable grâce à l'isotropie de la diffusion thermique [8, 9].

La figure 1.1 montre un exemple de photo-inscription par un laser femtoseconde d'une structure optique utilisant la géométrie transversale.

Les premiers guides d'onde gravés dans les verres par laser femtoseconde ont été réalisés

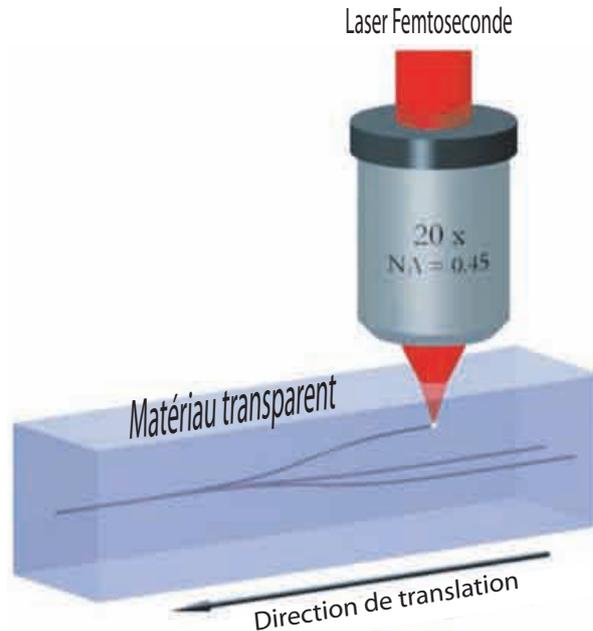


FIGURE 1.1 – *Principe de la photo-inscription par laser femtoseconde en configuration transversale d'une jonction 1 vers 3 [10].*

par K. Hirao et K. Miura entre 1996 et 1998 [11–14]. Depuis, cette méthode de photo-inscription a suscité un vif intérêt. Cette grande attention a mené à l'intensification des recherches dans ce domaine et de nombreux composants optiques ont été réalisés [15]. On peut citer par exemple les diviseurs de puissance [16], les coupleurs directionnels [17] ou encore des guides amplificateurs dans des verres dopés au phosphate [18]. Des applications opto-mécaniques [19] et opto-fluidiques [20] sont également visées.

En conclusion, cette technique constitue aujourd'hui un moyen bien adapté à la fabrication de microsystèmes complexes. Une récente découverte a montré que l'irradiation avec un laser femtoseconde ne se contente pas de modifier l'indice de réfraction mais permet aussi une microstructuration 3-D ce qui élargie le spectre d'applications de cette méthode.

1.2 Photoinscription par Laser ultraviolet

Contrairement à la technique d'inscription par laser femtoseconde la technique d'induction par laser UV se limite à l'induction des guides en surfaces ou peu enterrés car la plupart des diélectriques sont absorbants à ces longueurs d'ondes. La configuration transversale est donc ici la mieux adaptée. Elle consiste à balayer la surface d'un échantillon à l'aide d'un faisceau laser impulsif ou continu ultra-violet focalisé ce qui permet de créer une augmentation d'indice localisée dans le matériau.

Historiquement le concept de cette technique a été introduit en 1974 par Chandross et. al. [21] qui a réussi à induire, avec un laser à 364nm, un guide d'onde optique de $4\mu\text{m}$ de largeur sur un film polymère dopé. Dans le domaine de l'optique intégrée la première écriture d'un guide d'onde enterré sur un film de silice dopé germanium a été reporté en 1994 par Svalgaard et. al. [22]. Cette étude a été suivie par la réalisation de composants tel qu'un coupleur directionnel et un diviseur de puissance en 1997 [23,24].

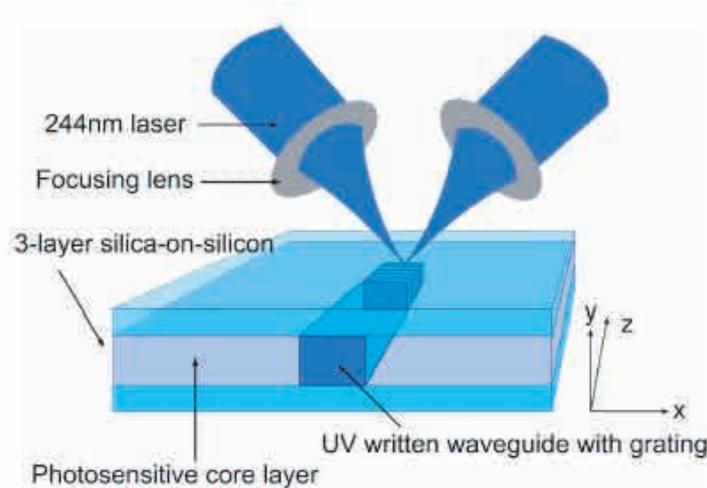


FIGURE 1.2 – Schéma d'écriture simultanée d'un guide d'onde et de réseaux par la méthode d'écriture directe [25].

En 2002 Gawith a reporté la première étude sur l'induction des guides d'onde enterrés dans des verres de germano-borosilicate dopé néodyme (SGBN) [26]. Ce résultat a été rapidement suivi par une étude plus pratique de Emmerson dans laquelle il décrit une nouvelle technique qui permet d'écrire simultanément un guide d'onde et un réseau de Bragg en faisant interférer deux spots UV focalisés (figure 1.2) [25]. En 2003 S. Mailis et. al. en utilisent la technique d'induction UV pour montrer la réalisation de guides à la surface d'un cristal de LN congruent [27].

Pour l'induction d'un guide d'onde par cette technique il faut tenir compte de plusieurs paramètres tels que, la vitesse de translation de l'échantillon, la fluence (énergie par unité de surface) et la puissance du laser. L'ajustement de ces paramètres détermine la longueur d'onde à guider, la nature et le nombre de modes qui vont voyager dans le guide d'onde. Par exemple, d'après la référence [27] pour induire un guide d'onde monomode à $\lambda = 632\text{nm}$ dans un échantillon de LN (fig. 1.3a) il faut que la largeur du spot d'écriture à 244nm soit de $1,75\mu\text{m}$ de diamètre, la fluence de $85\text{J}/\text{cm}^2$ et la vitesse de translation comprise entre 0.017 et $1.33\text{cm}/\text{s}$. Pour un spot d'écriture de $3.5\mu\text{m}$ de diamètre et une fluence de $75\text{J}/\text{cm}^2$, en utilisant toujours la même gamme de vitesse de translation le guide inscrit est multimode à 632nm (fig. 1.3b).

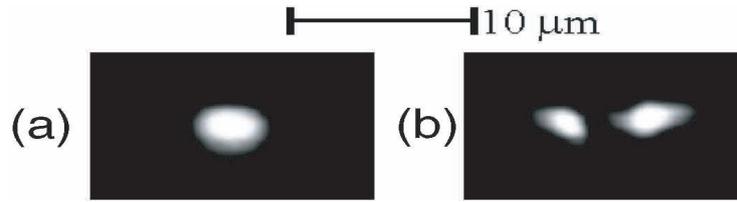


FIGURE 1.3 – Structure du mode guideur à 632nm dans des guides induits par une onde UV, (a) avec un spot focalisé de $1.75\mu\text{m}$ de diamètre et (b) avec un spot focalisé de $3.25\mu\text{m}$ de diamètre [27].

Même si cette technique offre un moyen plus directe que les techniques classiques de fabrication (lithographie, gravure..) pour l'induction de guides et de composants d'optique intégrée, elle comporte certains inconvénients. Par exemple, l'induction est possible exclusivement à la surface, et dans certains cas un seul type de polarisation linéaire est guidé [27]. Pour illustrer ce dernier point, il a été démontré par exemple que dans le cristal de LN la polarisation TM (transverse magnétique) est guidée dans un wafer de coupe Z alors que la polarisation TE (transverse électrique) est guidée dans un wafer de coupe Y.

Finalement malgré les inconvénients de cette technique, elle a permis le développement de plusieurs composants optiques comme par exemple les lasers intégrés [28].

1.3 Photoinduction par solitons

Le nom soliton est né en 1965 aux Etats-Unis lorsque deux scientifiques, un mathématicien Martin Kruskal et un physicien Norman Zabusky réalisent une "expérience virtuelle sur ordinateur" sur la propagation d'ondes. Ils montrent que deux ondes solitaires ayant un profil symétrique en forme de cloche se propagent en conservant leurs profils et leurs énergies et peuvent même entrer en collision et se croiser sans se voir. C'est-à-dire sans changer de forme et de vitesse pendant et après la collision. Ces observations amènent les deux scientifiques à baptiser ces ondes : "solitons", utilisant ainsi la terminaison "on" qui caractérise les particules, comme pour les électrons, les photons ou encore les neutrons [29].

Le soliton a été découvert plus d'un siècle avant cette expérience virtuelle. En 1834, l'ingénieur naval écossais John Scott Russel a observé dans un canal étroit et peu profond une vague ronde à la forme douce et parfaitement définie se propageant sans changement de forme ou diminution de vitesse. Il raconte aussi que sa hauteur diminue progressivement et après 2 à 3 kilomètre il la perd dans les méandres du canal [30].

Ce mode de propagation d'une vague sur une longue distance explique très bien plusieurs phénomènes naturels comme les tsunamis, mais également des aspects beaucoup plus microscopiques comme les phénomènes de transport de charge dans les polymères conducteurs ou encore la dynamique de macromolécules biologiques comme l'ADN. Dans

nos travaux on s'intéresse à un autre type de soliton : le soliton optique.

1.3.1 Solitons spatiaux optiques

Lorsqu'une onde comme la lumière se propage dans un milieu quelconque elle a tendance à s'étaler dans différentes directions sous l'influence de la diffraction (fig. 1.4a).

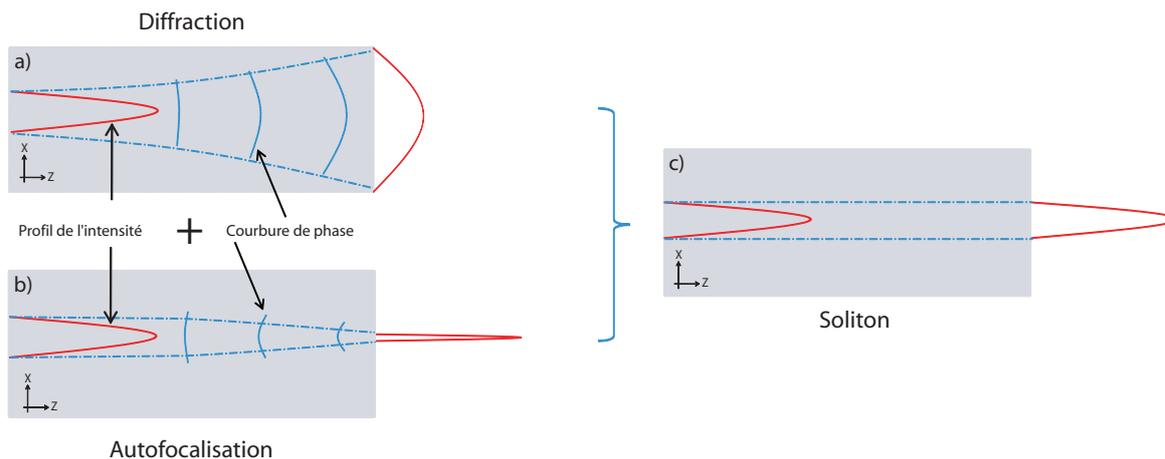


FIGURE 1.4 – Schéma descriptif de la formation d'un soliton spatial.

Pour remédier à cet étalement des matériaux optiques non linéaires peuvent être utilisés. Ces matériaux se caractérisent par un effet non linéaire autofocalisant capable de contrer cette diffraction (fig. 1.4b). Le soliton spatial résulte d'un équilibre entre la diffraction spatiale de la lumière au cours de la propagation dans le matériau et l'autofocalisation non linéaire due à l'augmentation localisée de l'indice de réfraction (fig. 1.4c). Un soliton est formé en créant son propre guide, il se propage alors en gardant une distribution spatiale transverse invariante.

Les solitons spatiaux optiques ont vu le jour avec la découverte de l'auto-focalisation dans les milieux non linéaires. L'idée de combiner deux phénomènes optiques distincts l'un linéaire la diffraction et le second non linéaire l'auto-focalisation pour produire un nouveau phénomène optique fascinant qu'est le soliton spatial a été proposé pour la première fois par Chiao et al. [31].

Depuis la première démonstration expérimentale [32] les solitons spatiaux ont été étudiés par plusieurs groupes de chercheurs dans le monde. Ces solitons spatiaux peuvent avoir des profils invariants divers.

- **Le soliton brillant** : il existe dans les milieux qui se caractérisent par une non-linéarité focalisante. La diffraction dans un matériau homogène a les mêmes effets qu'une lentille divergente, pour compenser cette divergence il faut donc induire une

variation d'indice positive similaire à l'effet d'une lentille convergente, et ainsi générer un effet soliton brillant (fig. 1.5). Ce soliton est le premier soliton spatial optique qui a été démontré [32].

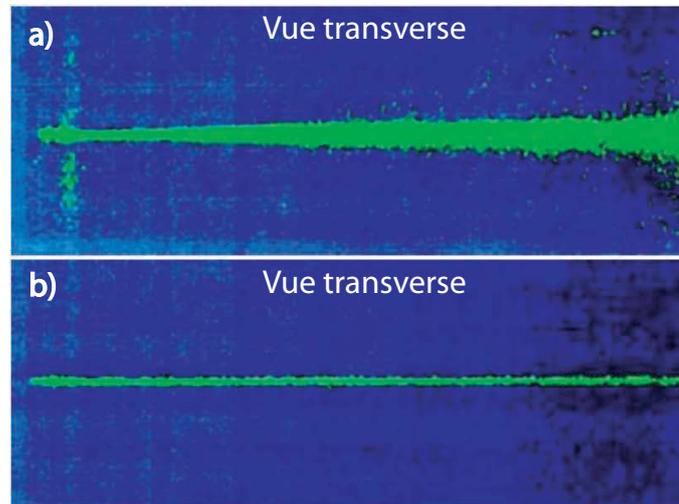


FIGURE 1.5 – Formation d'un soliton brillant 1-D. (a) régime de diffraction et (b) régime soliton [33]

- **Le soliton noir** : il existe dans les milieux nonlinéaires défocalisants. C'est un faisceau uniforme présentant une discontinuité d'intensité en son centre. Lorsque ce genre de faisceau se propage dans un milieu nonlinéaire défocalisant la présence de la lumière mène à une baisse d'indice de réfraction ce qui provoque une fuite de la lumière de ces zones qui compense la diffraction de la zone sombre (fig. 1.6). Ce soliton a été observé en 1-D [34] et 2-D en utilisant par exemple des faisceaux vortex [34,35].

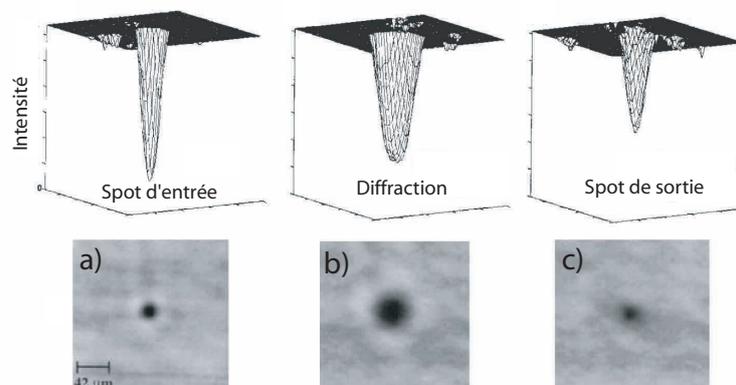


FIGURE 1.6 – Formation d'un soliton noir 2D. (a) distribution en entrée, (b) sortie régime de diffraction et (c) sortie en régime soliton [33].

- **Le soliton discret** : il se propage dans des milieux dont l'indice est modulé périodiquement composé d'un réseau de guides [36]. La focalisation d'un faisceau laser à l'entrée de l'un des guides mène la lumière à se propager en se couplant naturellement avec les guides voisins, en sortie on observe une diffraction discrète (fig. 1.7a). A forte intensité l'effet nonlinéaire modifie le couplage entre les différents guides du réseau et un confinement de la lumière limité à quelques guides peut être obtenu (fig. 1.7b) [37–39].

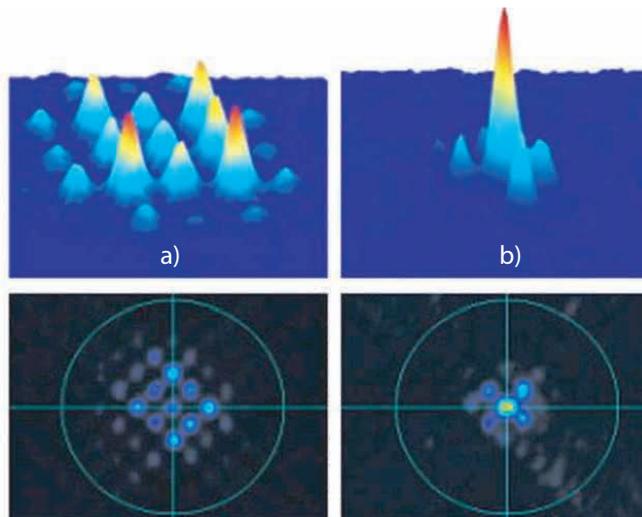


FIGURE 1.7 – Formation d'un soliton discret 2D. (a) Diffraction discrète et (b) soliton discret [40].

La diversité des matériaux optiques nonlinéaires a permis l'observation de plusieurs genres de solitons spatiaux en fonction de la nonlinéarité utilisée. Dans ce manuscrit on va décrire quatre nonlinéarités. On va commencer par le premier soliton spatial observé, le soliton utilisant l'effet Kerr.

1.3.1.1 Soliton Kerr

La nonlinéarité optique de Kerr a été découverte pour la première fois en 1964 indépendamment par Mayer et Gires [41] et Maker et al [42] en réalisant des mesures sur l'influence de l'intensité d'un faisceau laser monochromatique sur la partie réelle de l'indice de réfraction de certains liquides. Ils reportent qu'il y a une relation de proportionnalité linéaire entre la variation d'indice Δn et l'intensité lumineuse $I(x,y)$. Cette relation est donnée par l'équation suivante :

$$\Delta n = n_2 I(x, y) \quad (1.1)$$

où n_2 est le coefficient Kerr qui s'exprime pour une polarisation linéaire par l'expression suivante :

$$n_2 = \frac{3}{4} \frac{\chi^3}{\epsilon_0 n_0^2 c} \quad (1.2)$$

avec χ^3 le tenseur de susceptibilité non linéaire d'ordre 3, ϵ_0 la permittivité relative de vide, n_0 l'indice caractéristique du milieu en absence ou à faible intensité et c la célérité de la lumière dans le vide.

Cet effet fut rapidement exploité pour autoguider une onde électromagnétique grâce au phénomène d'autofocalisation [31]. Mais des études détaillées ont montré la limite de cette autofocalisation de Kerr qui conduit à une dislocation du faisceau. La propagation d'un faisceau intense et étendu dans un milieu Kerr est sensible aux faibles perturbations d'amplitude et/ou de phase et finit par se disloquer conduisant ainsi à la filamentation [43–46]. Malgré d'intenses études sur cet effet durant les années 70 c'est seulement au milieu des années 80 que Barthelemy et. al. démontrent l'existence des solitons spatiaux Kerr dans un guide plan de disulfure de carbone [32]. Quelque temps plus tard Aitchison et. al. observent le soliton de Kerr dans un guide plan en verre [47].

Les solitons Kerr se caractérisent par leur localités et ont donc la propriété d'être stables uniquement en configuration (1+1)D comme il a été montré analytiquement par Zakharov et Shabat en 1972 [48].

L'autofocalisation kerr 2D est également possible mais à condition d'utiliser une non-linéarité Kerr saturante. Dans ce genre de milieu la variation d'indice est donnée par la relation suivante :

$$\Delta n = \Delta n_s / (1 + I/I_s) \quad (1.3)$$

I et I_s sont respectivement l'intensité du faisceau optique et l'intensité de saturation. Cette propriété a permis de démontrer numériquement la stabilisation de l'autopiégeage des solitons 2-D par Dawes and Marburger en 1969 [49]. L'expérience a été réalisée plus tard par Bjorkholm and Ashkin en 1974 [50] comme illustré sur la figure 1.8.

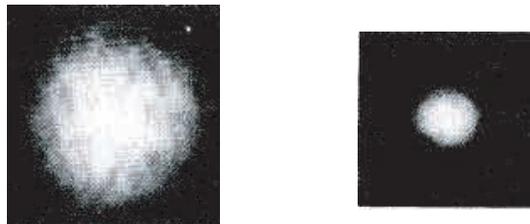


FIGURE 1.8 – Première expérience montrant l'autofocalisation d'un faisceau par effet Kerr saturant dans une cellule de sodium. Face de sortie à faible intensité (a) et pour $I_s = 770 \text{ W/m}^2$ (b).

Finalement on note que l'avantage principal de cette nonlinéarité est un temps de réponse qui peut être très rapide de l'ordre de femtoseconde.

1.3.1.2 Soliton thermique

Lors d'une irradiation laser d'intensité I , l'énergie absorbée par le milieu provoque une augmentation de température qui induit une variation d'indice. Généralement pour les gaz et les liquides, l'indice de réfraction diminue lorsque la température augmente. En revanche pour les solides la modification de l'indice de réfraction peut être positive ($\frac{dn}{dT} > 0$) ou négative ($\frac{dn}{dT} < 0$) selon la structure des matériaux.

L'explication derrière cette modification thermique d'indice est liée au fait que l'indice de réfraction (la permittivité du milieu) est proportionnel à la densité du matériau. La dilatation induite par le changement de la température modifie cette densité provoquant ainsi une variation d'indice de réfraction.

La relation mathématique qui décrit cette variation en régime établi est donnée par la formule suivante :

$$\Delta n = n_0 + \frac{dn}{dT} T_1. \quad (1.4)$$

avec dn/dT le coefficient thermo-optique, n_0 l'indice initial du milieu et T_1 la distribution de température induite par le faisceau laser. Dans les conditions d'équilibre et dans le cas d'une irradiation par un faisceau laser continu la variation de température T_1 obéit à l'équation de la chaleur :

$$\kappa \nabla^2 T_1 = -\alpha I(x, y). \quad (1.5)$$

avec κ la conductivité thermique, ∇^2 l'opérateur laplacien et α le coefficient d'absorption du matériau.

Les valeurs typiques du coefficient thermo-optique varient de 10^{-6} à $10^{-3} K^{-1}$. Les fortes valeurs sont par exemple présentes dans les cristaux liquides. Dans le domaine de l'optique nonlinéaire l'effet thermique a été observé dans plusieurs milieux. On cite par exemple l'autofocalisation dans les verres au plomb [51]. La génération des lentilles cylindriques thermiques dans les solutions (*ethanol – colorant*) [52] et dans les gaz [53].

Récemment des études ont confirmées que cette nonlinéarité est propice à la génération de solitons optiques thermiques comme les solitons vortex [54], les solitons dans les milieux thermiques avec une nonlinéarité périodique [55], ou encore les solitons de gap¹ 2D non locaux [57] (figure 1.9).

¹Soliton de gap : c'est un cas particulier des solitons discrets qui existe au bord de la zone de brillouin associée au réseau périodique [56]

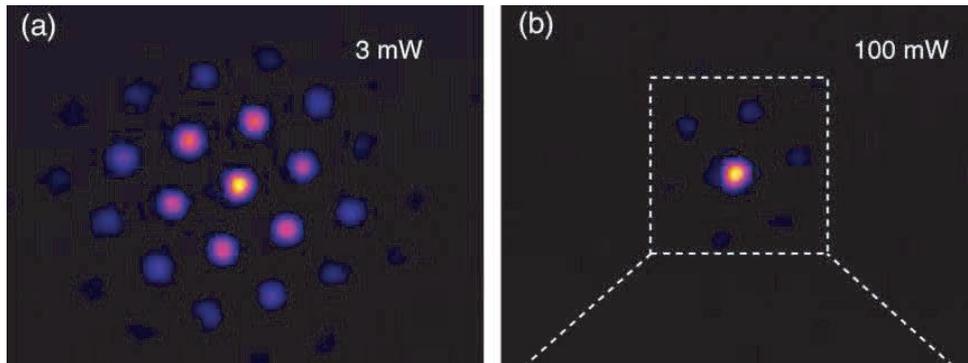


FIGURE 1.9 – Diffraction discrète en régime linéaire ($P=3mW$) en sortie d'une fibre microstructurée (a) et formation d'un soliton de gap nonlocal grâce à l'effet thermique ($P=100mW$) (b) [57].

Finalement cette nonlinéarité se caractérise par un effet nonlocal c'est à dire que la variation d'indice est étendue spatialement par rapport à la distribution d'intensité. Cette nonlocalité est due à la diffusion de la chaleur dans le matériau. Cet effet nonlocal a permis la démonstration d'un phénomène optique encore très fascinant, le soliton de surface à l'interface entre l'air et un milieu nonlinéaire thermique [58, 59].

1.3.1.3 Soliton dans les cristaux liquides

Les cristaux liquides représentent un état intermédiaire de la matière qui combine à la fois les caractéristiques d'un liquide et les propriétés d'un solide cristallin. Malgré que cet état ait été découvert au 19^{ème} siècle, la plupart des études sont restées théoriques pendant longtemps. C'est seulement en 1968 qu'un chercheur de RCA (Radio Corporation of America) met au point le premier dispositif d'affichage à base de cristaux liquides. Aujourd'hui ces cristaux liquides sont largement présents dans notre vie quotidienne.

Les cristaux liquides se composent de molécules anisotropes c'est à dire de molécules possédant un tenseur de polarisabilité anisotrope. Un des origines de la nonlinéarité provient de la tendance des molécules à s'aligner dans la direction du champ électrique d'une onde optique. En changeant l'alignement des molécules l'onde optique perturbe le tenseur de polarisabilité du milieu ce qui entraîne une modification de l'indice de réfraction. L'anisotropie des cristaux liquides se manifeste dans plusieurs propriétés comme, la permittivité électrique, la permittivité magnétique, la conductivité ou encore la biréfringence optique. Un champ électrique externe E induit un moment dipolaire (p) qui n'est pas parallèle avec la direction du champ. Ainsi, le couple ($p \times E$) tend à tourner les molécules dans la direction du champ électrique. Cette rotation induite par le dipôle électrique s'oppose aux forces élastiques intermoléculaires. L'orientation de chaque molécule est donc déterminée par ces deux forces opposées.

La biréfringence des cristaux liquides est liée à l'orientation des molécules. Autrement dit la lumière incidente sur un cristal liquide modifie le tenseur de permittivité électrique, menant à une nonlinéarité de réorientation. Parce que l'anisotropie pour un cristal liquide

est relativement large (du fait de la forme allongée des molécules), la nonlinéarité d'orientation moléculaire peut créer des variations d'indice importantes ($\Delta n \approx 0.1$) pour des intensités relativement faibles ($\approx 1kW/cm^2$).

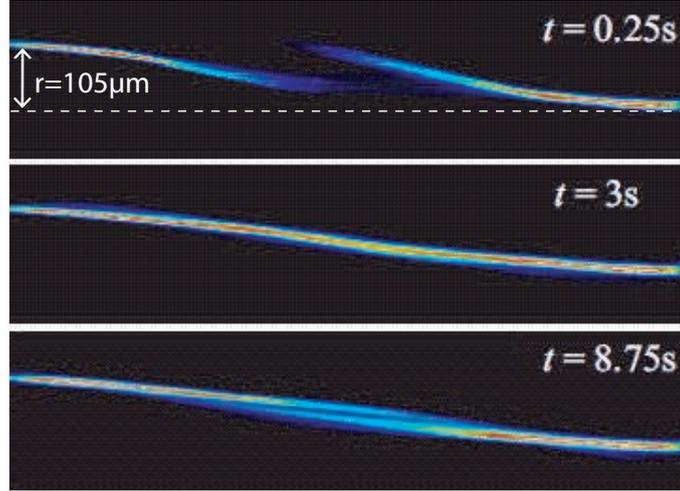


FIGURE 1.10 – *Dynamique d'interaction de deux solitons contra-propagatifs espacé de $105\mu m$ et de puissance $P = 14mW$ dans un cristal liquide [60].*

Les cristaux liquides les plus utilisés en optique nonlinéaire sont dans la phase nématique qui se caractérise par des molécules diélectriques orientées dans le même sens. Ces cristaux se comportent comme des cristaux uniaxes positifs avec un axe optique donné par l'orientation de la majorité des molécules (l'axe n). Une polarisation linéaire du champ électrique E selon l'axe n voit l'indice de réfraction extraordinaire n_{\parallel} par contre un champ perpendiculaire à l'axe n voit un indice de réfraction ordinaire (n_{\perp}) moins fort.

En présence d'un champ électrique optique dirigé selon l'axe n , les molécules pré-orientées par un champ électrique externe E_0 du cristal liquide nématique subissent une rotation angulaire. Cette orientation dans certains cas réduit l'angle entre la direction n et le champ E_0 dans le plan (k, n) , k étant le vecteur d'onde, ce qui provoque une variation positive de l'indice de réfraction selon l'axe extraordinaire. Cette variation est capable de contrer la diffraction et d'induire une auto-collimation du faisceau pour former un soliton spatial. Ces cristaux liquides ne supportent pas seulement les solitons (2+1)D [61–63], mais ils permettent aussi de contrôler la direction et le décalage spatial (walk-off) des solitons [64]. Très récemment l'interaction de deux solitons contra-propagatifs dans ces cristaux a été étudié expérimentalement [60] (figure 1.10).

On note que les cristaux liquides peuvent également exhiber une nonlinéarité thermique. Cette dernière est défocalisante pour une polarisation extraordinaire et focalisante pour une polarisation ordinaire ce qui permet l'existence de solitons spatiaux en polarisation ordinaire [65, 66].

1.3.1.4 Soliton photoréfractif

Ce genre de solitons étant au coeur de notre étude, nous allons décrire cette classe de solitons spatiaux ainsi que l'effet photoréfractif en détail. On commence tout d'abord par une description de l'effet photoréfractif.

Le nom photoréfractif a été adopté pour la première fois en 1978 par Glass par analogie à l'effet photochromatique [67]. L'effet photoréfractif a fait l'objet de recherches intenses ces dernières années. Cet effet a été observé pour la première fois en 1966 par Ashkin aux Etats-Unis lors d'une expérience sur le doublage de fréquence dans des cristaux de LN. Au départ, il a été considéré comme un effet qui perturbe l'homogénéité des cristaux et a donc été indésirable pour certaines applications nonlinéaires. Quelque temps après il a été découvert que certains cristaux photoréfractifs comme le niobate de lithium par exemple peuvent retrouver leurs propriétés initiales en augmentant leur température au delà de 200°C [68]. Par ailleurs il a été démontré que l'effet photoréfractif peut être augmenté ou diminué par dopage avec certaines impuretés. Ainsi l'ajout de magnésium permet de diminuer l'effet photoréfractif [69] alors que le dopage fer augmente la nonlinéarité photoréfractive [70].

L'effet photoréfractif est caractérisé par :

- Une activité à faible intensités (qq mW/cm^2).
- Une sensibilité dans une large bande spectrale.
- Un temps de réponse long qui varie de quelques microsecondes à quelques minutes.
- Un effet mémoire.

Ces propriétés ont permis la réalisation de mémoires holographiques [68, 71], l'obtention de la conjugaison de phase [72, 73] ou encore la photo-induction de guides d'onde [74].

α Principe de l'effet photoréfractif

L'existence de l'effet photoréfractif nécessite la présence d'impuretés dans le matériau. Ces impuretés constituent des centres donneurs et accepteurs.

Si on éclaire un échantillon photoréfractif avec un faisceau laser focalisé des porteurs libres (électrons et/ou trous) issus des impuretés sont libérés par photogénération. Ces charges mobiles présentes dans la bande de conduction peuvent se déplacer grâce aux différents mécanismes de transport tels que la diffusion, un champ électrique ou encore l'effet photovoltaïque. Les charges libres électrons (et/ou trous) peuvent se combiner avec les impuretés ionisées créant ainsi une distribution de charges. Cette inhomogénéité spatiale de charges donne un champ électrique interne (champ de charge d'espace) qui provoque une modification d'indice de réfraction via l'effet électro-optique linéaire.

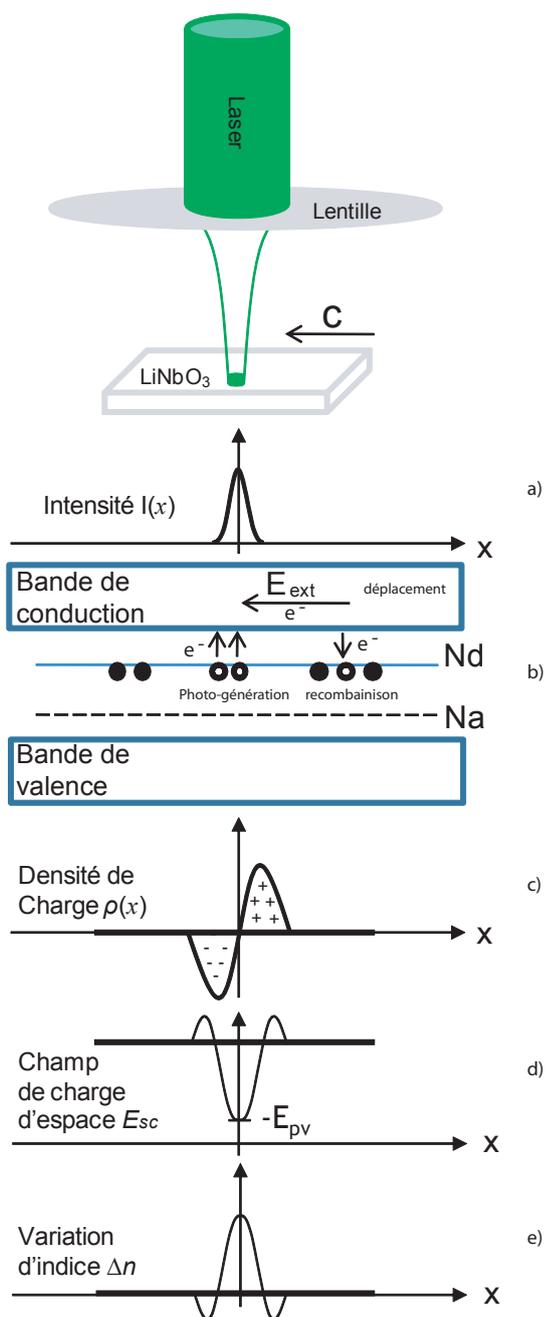


FIGURE 1.11 – Principe de l'effet photoréfractif appliqué à un éclairage localisé dans le LN. (a) distribution d'intensité, (b) photo-génération, déplacement et recombinaison des électrons libres, (c) distribution de charges photo-induite, (d) champ de charge d'espace photo-induit et (e) la modulation d'indice provoqué par l'effet électro-optique linéaire.

La figure 1.11 résume les différentes étapes de l'effet photoréfractif dans le cas d'un matériau électro-optique avec un champ électrique externe appliqué. les électrons représentent les charge libres et les impuretés sont les centres donneurs. Ce cas est applicable

au LN.

L'idée du soliton photoréfractif induit dans un matériau photoréfractif soumis à un champ électrique externe a été formulé pour la première fois en 1992 [75, 76] et confirmé expérimentalement un an plus tard [74]. Depuis, plusieurs catégories de solitons photoréfractifs ont été démontrés comme par exemple le soliton en régime quasi-établi, le soliton écran, le soliton photovoltaïque ou encore le soliton discret.

Le soliton en régime quasi-établi existe dans un milieu photoréfractif pendant une fenêtre temporelle finie [74]. Ce soliton a été prédit et observé [74, 75] dans les deux configurations brillante et noire unidimensionnelle et bidimensionnelle [34, 74].

La qualité des guides qu'ils induisent ces solitons ont été étudiés en premier par Morin et al. [77]. Il a été montré qu'un soliton noir 1-D formé à 457nm est capable de guider d'autres longueurs d'onde (633nm et 1319nm). Récemment cette propriété a été validée pour les solitons spatiaux brillants 2-D [78, 79].

Le soliton écran doit son existence grâce au contrôle de la réponse nonlinéaire photoréfractive par une illumination homogène du milieu. Dans le régime quasi établi au delà du régime soliton la modulation d'indice s'élargie à cause d'une accumulation de charges sur les bords du faisceau confiné ce qui provoque l'élargissement du faisceau. Lorsqu'on éclaire uniformément un cristal photoréfractif, les charges qui s'accumulaient sur les bord circulent dans le cristal ce qui permet à la modulation d'indice de rester constante une le fois le maximum de focalisation est atteint [80–83].

Ce genre de soliton a été observé dans différentes configurations. Ils ont été observés sous les formes brillantes [80, 81] et noires [84] et dans différent cristaux photoréfractifs tel que le SBN [85], BaTiO₃ [86] et plus récemment dans le LN [87], dans le semiconducteur InP [88, 89] ou encore dans les milieux centrosymétriques [90, 91].

Ce genre de soliton a été utilisé pour l'observation d'effets surprenants comme, le soliton spirale [92], la fusion de soliton [93], coupleurs reconfigurables [94], ou encore afin d'optimiser l'efficacité de la génération de seconde harmonique [95].

Le soliton photovoltaïque exploite l'effet photovoltaïque (PV) présent dans certain cristaux photoréfractifs comme, le LN, le BaTiO₃, ou encore LiTaO₃. Cet effet permet de s'affranchir de l'application d'un champ électrique externe car il permet de déplacer les charges libres selon un axe privilégié par un simple éclairage. Dans le LN le courant photovoltaïque donne un effet défocalisante ce qui est adapté à la formation de solitons noirs [96, 97]. Ce courant dépend des impuretés présentes dans la maille cristalline du matériau. Une augmentation de certaines impuretés (par exemple le fer) mène à un effet photovoltaïque plus fort. On note que le soliton photovoltaïque brillant a également été observé utilisant un cristal de Cu :KNSBN qui donne un effet photovoltaïque focalisant [98].

On peut noter également que le courant photovoltaïque peut être compensé et même dépassé en appliquant un champ électrique externe [99].

Le soliton discret existe dans un réseau périodique photo-induit par l'effet photoréfractif. Les expériences ont été effectuées dans la première bande de la zone de Brillouin [39] où la diffraction normale est équilibrée par une non-linéarité focalisante et également au bord de la première bande où la diffraction est anormale et peut être contrebalancée par une non-linéarité défocalisante donnant naissance aux solitons spatiaux discrets de gap [100].

Les solitons photoréfractifs ont permis de nombreuses démonstrations fondamentales mais les applications pratiques sont encore inexistantes. Ces solitons spatiaux pourraient cependant servir à réaliser de l'adressage, du routage tout-optique à l'aide d'effets nonlinéaires rapides tel que l'effet Kerr ou encore des circuits optiques au coeur de matériaux à l'aide d'effets nonlinéaires plus lents tel que l'effet photoréfractif. Dans la suite du chapitre nous allons nous attarder sur les capacités des solitons photoréfractifs pour l'induction des guides d'onde.

1.4 Solitons spatiaux photoréfractif comme technique d'induction

Les solitons spatiaux photoréfractif offre un moyen simple et efficace pour l'induction de guides optiques. Les solitons noirs nécessitent un traitement particulier pour mettre en forme le faisceau d'inscription soit par une lame de phase, par un masque ou encore par un hologramme de phase. La génération de ces solitons est intéressante dans les milieux photovoltaïques défocalisants. Les solitons brillants réclament généralement un champ appliqué en revanche aucun traitement particulier du faisceau d'induction n'est nécessaire. Ci-dessous on expose ces deux solitons avec leurs méthodes d'induction.

1.4.1 Solitons spatiaux noirs

La génération d'un soliton spatial noir est réalisée par un faisceau particulier (fig. 1.12a) présentant une discontinuité d'intensité en son centre. L'intensité de ce faisceau est nulle en son centre.

L'obtentions de ces faisceaux nécessite de produire un saut de phase de π au centre d'un faisceau gaussien ce qui peut-être réalisé expérimentalement par divers moyens comme, une lame demi-onde convenablement taillée ou encore un miroir présentant une marche de hauteur $\lambda/4$. Avec une lentille convergente le faisceau est focalisé sur la face d'entrée du cristal (voir figure 1.12a), en régime linéaire la diffraction naturelle est visible en sortie (fig. 1.12b). Dans le cas de solitons noirs la nonlinéarité photoréfractive doit être défocalisante, soit en appliquant un champ électrique externe de sens opposé, soit en utilisant les matériaux qui se caractérisent par un champ photovoltaïque défocalisant. Cette nonlinéarité photoréfractive défocalisante mène à une baisse d'indice de réfraction dans les régions éclairés ce qui se traduit par un élargissement des zones éclairées et ainsi un rétrécissement de la bande sombre qui s'oppose à la diffraction (fig. 1.12c).

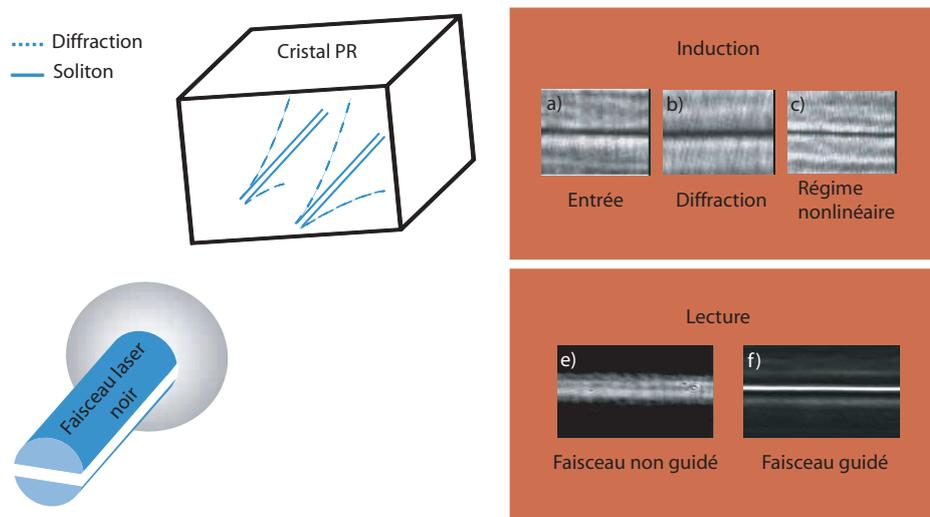


FIGURE 1.12 – Induction d'un guide d'onde 1D par un soliton spatial noir 1D [97].

La dynamique de focalisation forme donc un guide d'onde 1-D à la place de la zone sombre. Grâce à l'effet mémoire de l'effet photoréfractif ce guide reste dans le matériau de longue durée (figure 1.12e).

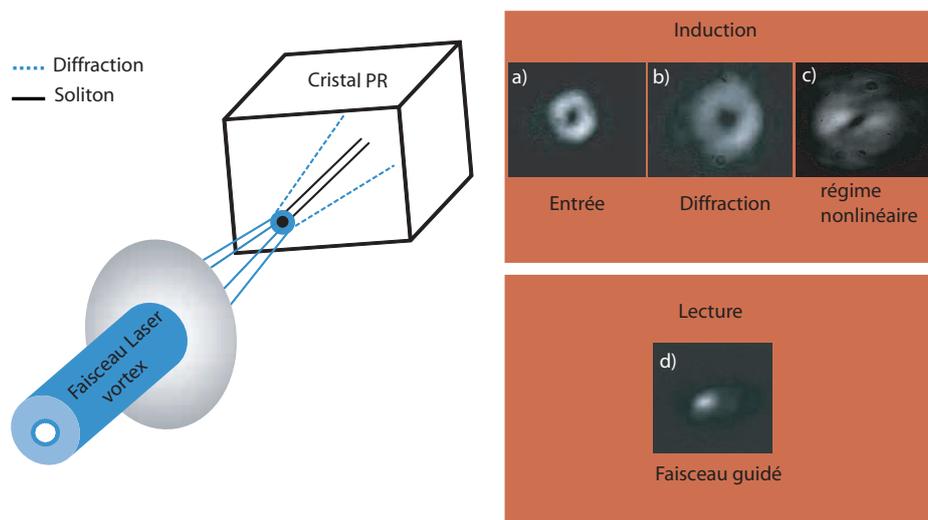


FIGURE 1.13 – Induction d'un guide d'onde 2D par un faisceau vortex [101].

Les soliton noirs existe également en 2D mais il réclame l'utilisation de faisceaux vortex. La figure 1.13 présente un exemple de soliton noir 2-D. Le vortex initial est obtenu en

éclairant un hologramme de phase ce qui permet de coder la singularité de phase caractéristique du vortex [35, 101]. Un guide 2-D peut ainsi être fabriqué.

1.4.2 Solitons spatiaux brillants

Les solitons brillants nécessitent une nonlinéarité photoréfractive focalisante qui permet d'induire une modulation d'indice positive. La figure 1.14 montre la formation d'un soliton spatial brillant en appliquant un champ électrique externe.

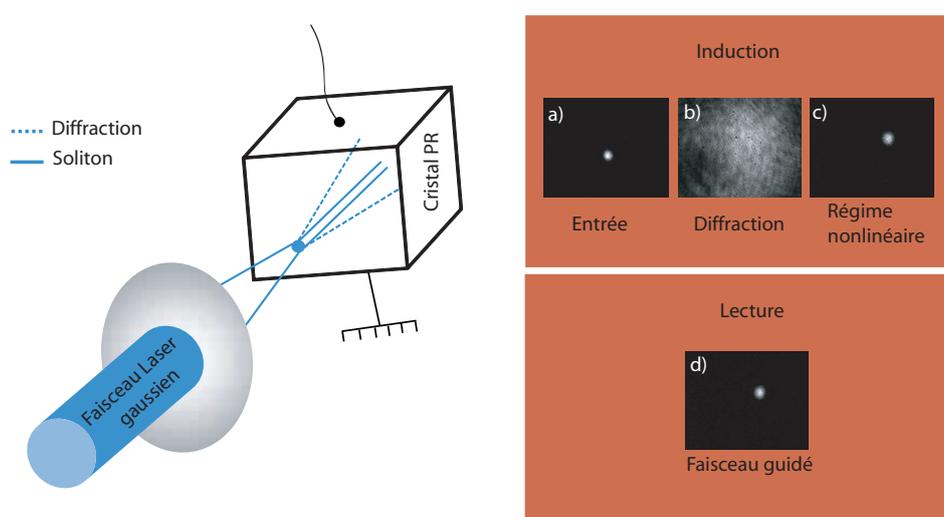


FIGURE 1.14 – Induction d'un guide d'onde 2D par un soliton spatial brillant 2D.

Lorsque le soliton spatial brillant est formé un guide d'onde reste "mémorisé" dans le matériau même si la nonlinéarité n'est plus présente par exemple en enlevant le champ appliqué.

Dans l'exemple de la figure 1.14d l'onde de lecture de faible intensité est bien guidée avec très peu de pertes dans le guide photo-induit.

On peut donc retenir que les solitons spatiaux brillants 2-D peuvent très bien convenir comme technique d'induction de circuits optiques 3-D.

1.4.3 Composants photo-induits par les solitons photoréfractifs

L'étude de ces solitons spatiaux (noirs et brillants) a donné des résultats très intéressants. Des composants passifs et actifs ont été réalisés dans notre laboratoire dans des échantillons de LN. Pour les composants passifs on recense la réalisation de guides comportant des virages à 90° (fig. 1.15a), l'induction de jonctions 1 vers 4 (fig. 1.15b) ou

encore de guides courbes (fig. 1.15c).

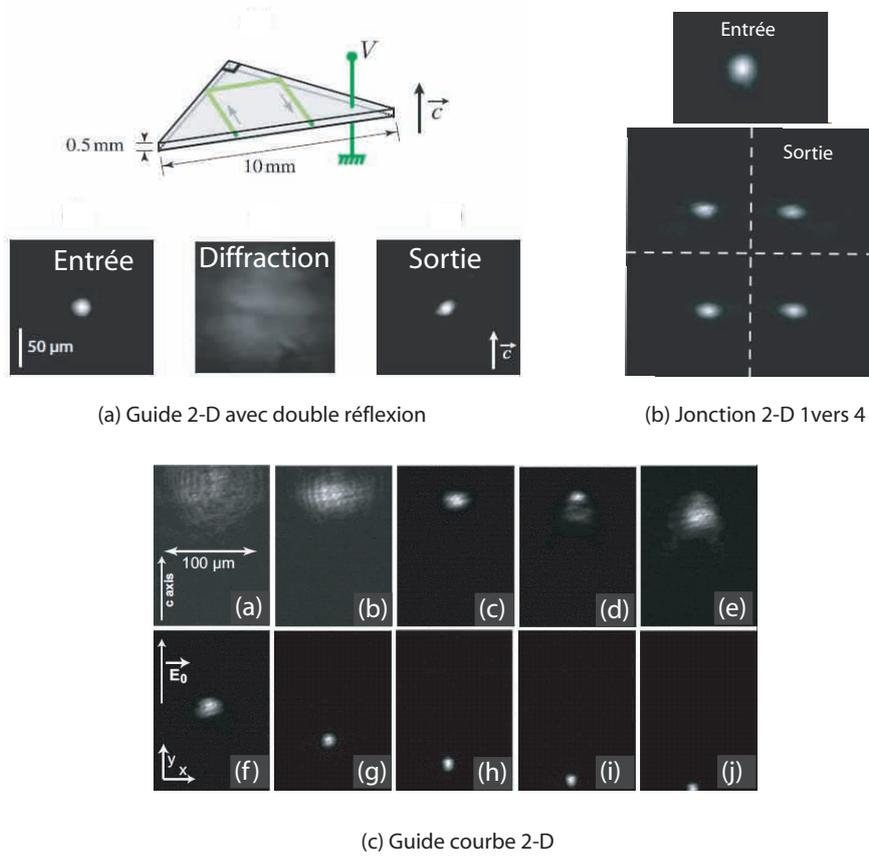


FIGURE 1.15 – Exemple de structure générée par solitons brillant dans LN : (a) guide d'onde optique comportant deux virages à 90° [102], (b) jonction 1 vers 4 [103] et (c) guide courbe [104].

Comme exemple de guides actifs photo-induits on peut citer le doublage de fréquence [105] et les guides dopé Erbium [87]. La plupart des résultats ont été obtenus dans des cristaux de LN, un matériau très utilisé dans l'industrie photonique grâce aux excellentes qualités optiques qu'il offre.

Une étape importante pour exploiter ces structures est de trouver un moyen pour fixer les structures photo-induites passives. Par ailleurs pour les guides reconfigurables on cherche à diminuer le temps de réponse. Ce dernier point a été abordé en 2001 par Chen et. al. qui ont montré que la réduction du LN stoechiométrique améliore sensiblement le temps de réponse de la nonlinéarité photoréfractive, qui atteint un temps de réponse de 100ms à $\lambda = 532nm$ avec une intensité de $1.6 \times 10^4 W/m^2$ [106].

Une nouvelle méthode d'induction des guides d'ondes 2-D dans des cristaux de SBN utilisant une illumination latérale (fig. 1.16) a été exposée [107]. Cette méthode se caractérise par la possibilité de créer des guides d'ondes reconfigurables et de formes ajustables.

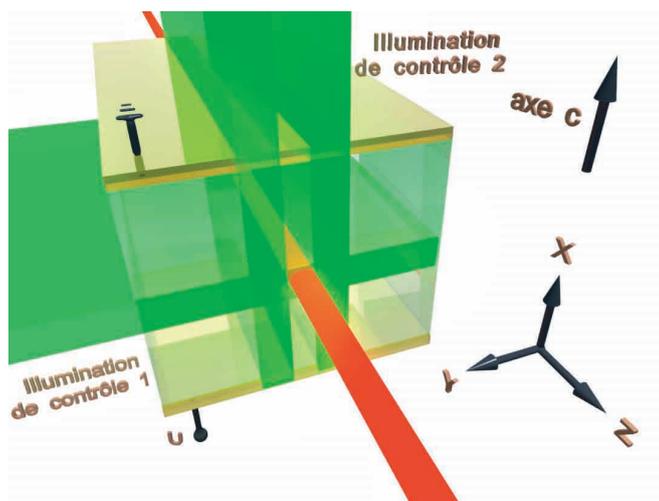


FIGURE 1.16 – Schéma de photo-inscription de guides 2-D dynamiques et reconfigurables utilisant l'illumination latérale. Eclairage de contrôle (faisceaux verts) et faisceau sonde (faisceau rouge) [108].

1.5 Conclusions

Si à l'origine de sa découverte l'effet photoréfractif était perçu comme un effet néfaste nous avons choisi de contrôler cet effet afin de pouvoir créer des circuits optiques 3-D en utilisant les solitons spatiaux brillants comme technique d'induction dans le LN. Toutefois jusqu'à ici pour générer des solitons spatiaux brillants un courant d'entraînement généré par une tension externe était utilisé. Or l'application de haute tension nécessite un dépôt d'électrodes et leur protection pour éviter les claquages électriques. Cette technique atteint rapidement ces limites pour la génération des guides d'ondes sur de longues distances ou dans des matériaux de grandes épaisseurs. Face à ces contraintes, s'affranchir de l'application d'un champ électrique externe est plus que souhaitable.

Nous proposons dans la suite d'utiliser l'effet pyroélectrique pour remplacer le champ appliqué. En effet il a été démontré que cet effet permet de générer dans des milieux ferroélectriques caractérisés par une polarisation spontanée comme le LN des tensions électriques importantes. Cet effet semble convenir pour la génération des solitons spatiaux brillants. La validation de cette nouvelle technique d'induction serait plus versatile pour l'induction de guides d'ondes. Cette technique ne réclame aucun traitement particulier de l'échantillon, le contrôle de la nonlinéarité étant effectué par un simple échauffement de l'échantillon.

Le prochain chapitre est consacré à la description du matériau au centre de nos travaux, le LN.

Chapitre 2

Propriétés du niobate de lithium

Dans ce chapitre nous allons commencer par présenter les caractéristiques du niobate de lithium utilisé dans nos expériences. On va détailler en particulier deux de ses propriétés : la ferroélectricité et la pyroélectricité. Les propriétés qui donnent naissance à l'effet photoréfractif seront ensuite exposées.

2.1 Le niobate de lithium, un matériau pour l'industrie de l'optique moderne

De nos jours, l'optoélectronique en générale et l'optique intégrée en particulier doivent leur existence à l'industrie des télécommunications. Depuis plusieurs années maintenant le développement de la technologie de la fibre optique n'a cessé de s'améliorer, des débits records sont battus de jour en jour. Face à cette course pour aller toujours plus loin dans la capacité de transmission, aujourd'hui plus que jamais, la circuiterie optique impose son indispensabilité. La demande pour réaliser un traitement tout optique de l'information et une connectique optique pousse les scientifiques à chercher des matériaux capables de réaliser ces tâches afin de remplacer tous les composants électroniques. Le LN avec ses diverses caractéristiques se présente comme le meilleur candidat pour répondre aux besoins actuels et futurs dans le domaine des télécoms. Ce cristal permet la réalisation de composants qui ont révolutionnés l'optique contemporaine, comme les guides d'ondes de surface, les modulateurs électro-optiques ou, encore plus fascinant, les composants à bandes interdites fabriqués grâce à des gravures submicroniques qui pourraient déboucher à la réalisation de lasers sans seuil, de nanocavités...

Avec l'ambition de participer et de contribuer à ce développement, nos travaux se penchent sur la réalisation de circuits optiques tridimensionnels composés de guides d'ondes générés au coeur du matériau et à la surface. Ces circuits seront réalisés par photo-induction c'est-à-dire par écriture directe à l'aide d'un faisceau laser de guides d'ondes. Plus spécifiquement nous utiliserons des solitons spatiaux brillants. Leurs propriétés intrinsèques rendent ces solitons attractifs pour ces applications.

Dans ce chapitre nous allons exposer les caractéristiques du LN ainsi que les différents effets nécessaires à la génération des solitons spatiaux brillants.

2.1.1 Les caractéristiques du niobate de lithium

Le LN est un cristal monocristallin artificiellement élaboré par le processus de Czochralski [109]. Cette technique développée aux années 60 consiste à faire un tirage à partir d'un germe monocristallin au contact d'un bain contenant du LiO_2 et du NbO_2 en fusion. Cette méthode de croissance permet la fabrication de cristaux très homogènes avec d'excellentes qualités optiques même lorsque le poids des cristaux atteint plusieurs kilogrammes.

Aujourd'hui la maîtrise de cette technique de croissance et des procédés de dopage avec différents matériaux (Fe, Er, MgO, et bien d'autres) ont fait de ce matériau une industrie très lucrative. Plusieurs dizaines de tonnes de LN sont produites par an. Le succès de ce diélectrique est dû essentiellement à ces diverses propriétés qui font de ce cristal un matériau roi dans l'industrie photonique et de l'acousto-optique. Le tableau de la figure (2.1) expose les principales caractéristiques de niobate de lithium avec les différentes applications engendrées ou potentielles.

Propriétés physiques		
Spécifications	Valeurs	Application
Température de Curie (°C)	1150	
Température de Fusion (°C)	1260	
Constante diélectrique	$\epsilon^{11} = 85$ $\epsilon^{33} = 28.7$ libre $\epsilon^{11} = 44$ $\epsilon^{33} = 27.9$ serré	
Densité (g/cm ³)	4,65	
Dureté (échelle Mohs)	5	
Coefficient pyroélectrique (C/°C/m ²)	-8.3 x 10 ⁻⁵	Détecteurs thermiques
Coefficient thermique (/°C)	$dn_x/dT = 3.3 \times 10^{-6}$ $dn_y/dT = 37 \times 10^{-6}$	
Conductivité (Ω m) ⁻¹ à 25°C	10 ⁻¹³	
Coefficient piézoélectrique (C/m ²) à 25°C	$e^{15} = 3.76$ $e^{31} = 0.23$ $e^{22} = 2.43$ $e^{33} = 1.33$	Capteurs interdigités Réseaux acousto-optiques
Polarisation spontanée (C/cm ²)	71	PPLN
Champ coercitif (kV/cm)	210	PPLN
Processus de croissance	Czochralski	
Rapport [Li]/[Nb] (mol %)	0.99 (stoichiométrique) 0.94 (congruent)	
Propriétés optiques		
Spécifications	Valeurs	Application
Transparence (µm)	0.35-5	Télécommunication
Non linéarité (pm/V) pour $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$	$d_{22} = 3$, $d_{31} = 5$, $d_{31} = 33$;	Les oscillateurs paramétriques
Coefficients électro-optiques (pm/V)	$r_{33} = 30.9$, $r_{31} = 9.6$, $r_{22} = 6.8$, $r_{51} = 32.6$	Modulateurs électro-optiques
Indice de réfraction	$n_o = 2,2866$, $n_e = 2,2028$	
Homogénéité optique	$\delta n \sim 5 \cdot 10^{-5}$	
Effet photoréfractif (W/cm ²)	$I > 10^3$ (longueur d'onde visible)	Mémoires Holographiques, réseaux de Bragg et solitons
Champ photovoltaïque (kV/cm)	Dépend de l'intensité optique	Mémoires Holographiques, réseaux de Bragg et solitons
Absorption (/cm) $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$	$\alpha = 0.01$ (Pol extraordinaire) $\alpha = 0.015$ (Pol ordinaire)	

FIGURE 2.1 – Caractéristiques physiques et optiques du niobate de lithium

2.1.2 La structure cristalline du niobate de lithium

Le LN dans sa phase ferroélectrique est noncentrosymétrique puisqu'il appartient au groupe spatial de symétrie rhomboédrique (R3C) de groupe ponctuel (3m). Cependant

pour des températures supérieures à la température de Curie (T_c) le cristal rentre dans sa phase paraélectrique, et devient centrosymétrique. Dans cette phase le niobate de lithium est constitué d'un empilement de plans d'oxygènes tous perpendiculaires au même axe, baptisé l'axe C. Les ions niobium (Nb^{5+}) se logent au centre d'un octaèdre d'oxygène (O^{2-}) (deux couches ternaires d'oxygène) alors que les ions lithium (Li^+) sont insérés au centre d'un triangle d'oxygène (fig. 2.2a). On note que la direction de l'axe C est déterminée par la position des ions de niobium Nb^{5+} et de lithium (Li^+) par rapport aux couches d'oxygènes (O^-). En refroidissant la maille cristalline se contracte réduisant ainsi l'espace des ions lithium et niobium au centre des atomes d'oxygènes. Ceci provoque un décentrage des ions Nb^{5+} et Li^+ qui se retrouvent légèrement décalés du centre des couches d'oxygènes (fig. 2.2b). Ce déplacement selon la direction de l'axe C est à l'origine de la polarisation spontanée du matériau.

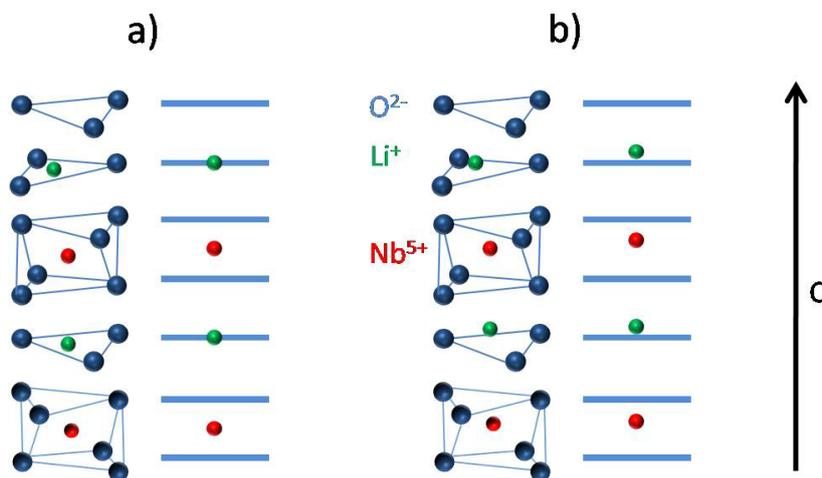


FIGURE 2.2 – La phase paraélectrique (a) et la phase ferroélectrique (b) de niobate de lithium (LiNbO_3)

Enfin le sens de l'axe C est déterminé par l'application d'un champ électrique de quelques V/cm lors du passage par T_c durant le processus de croissance. Ceci permet au matériau d'être constitué par une structure monodomaine avec une polarisation dirigée dans une direction unique.

2.1.3 Les différentes compositions de niobate de lithium

La structure cristalline du LN souffre d'une non stoechiométrie, ce qui induit des défauts et des impuretés qui modifient la structure idéale de ce matériau. Le caractère très ionique des ions de lithium les rendent moins liés au cristal que les ions de niobium ce qui explique un déficit dans la concentration de lithium dans le matériau. La composition

du cristal synthétisé est caractérisée soit par le rapport des concentrations entre le lithium et le niobium ($R = [Li]/[Nb]$) soit par le pourcentage de la concentration de lithium ou du niobium $c_{LiouNb} = [Li \text{ ou } Nb] / ([Li] + [Nb])$ dans le matériau.

La composition la plus utilisée est une composition congruente où la concentration de lithium varie entre 48,35 % et 48,68 % [110–112].

La composition stoechiométrique correspond à une concentration de 50 % de lithium c'est à dire qu'il y a autant de lithium que de niobium dans le cristal.

Dans la pratique une composition de 50% de lithium et 50% de niobium est difficile à obtenir. Ainsi des cristaux de LN stoechiométriques ne sont pas souvent utilisés. La courbe de la figure 2.3 donne la relation entre le pourcentage de la concentration molaire en lithium dans le cristal X_c et dans le bain X_m .

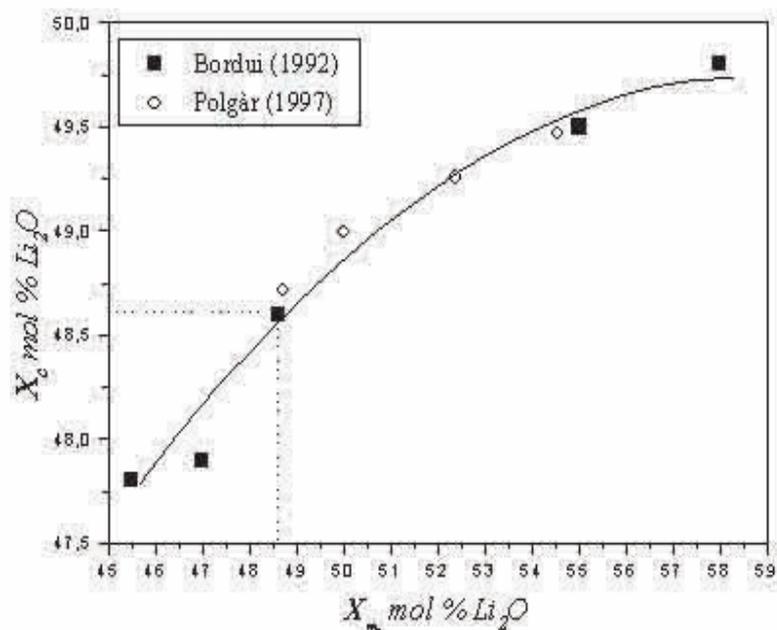


FIGURE 2.3 – La relation entre la concentration de lithium dans le bain X_m et dans le cristal X_c [110, 112]

D'après cette courbe on constate que pour les compositions congruentes, la quantité de lithium dans le bain est quasiment la même que celle obtenue dans le cristal à l'état solide. En revanche pour les compositions stoechiométriques, on remarque qu'une concentration de 50 % de lithium dans le bain ne permet pas d'obtenir un cristal stoechiométrique une fois le processus de croissance achevé. Pour enrichir le cristal en lithium il faut mettre donc dans le bain de départ plus de lithium que de niobium comme illustré dans la figure 2.3.

Une autre technique existe pour réaliser des cristaux LN stoechiométrique, elle consiste

à ajouter dans un bain congruent (48.35 % de lithium) de l'oxide de potassium (6 %), ce qui permet d'augmenter la contenance en lithium dans le cristal [113].

2.2 La ferroélectricité et la polarisation spontanée

La ferroélectricité est la capacité de certains matériaux à posséder une polarisation spontanée (moment dipolaire permanent) non volatile, même en absence d'un champ électrique externe. Pour le LN la polarisation spontanée est donnée par l'ensemble des dipôles élémentaires de la maille cristalline intégrés dans le volume du cristal. Si la somme de ces moments est non nulle en absence d'un champ électrique externe on dit que le matériau se caractérise par une polarisation spontanée. Cette propriété nécessite que la structure des matériaux soit mono ou poly cristalline. La polarisation des ferroélectriques résulte de la transition structurelle d'une phase paraélectrique à haute température pour laquelle la symétrie est élevée vers une phase ferroélectrique à basse température pour laquelle la symétrie est faible, cette température de transition est nommée température de Curie (T_c). La polarisation rémanente de ces milieux peut changer de signe sous l'action d'un champ électrique appliqué de sens inverse à celui donné par les moments dipolaires et dont la valeur est supérieure à la valeur du champ interne à polarisation nulle, appelé champ coercitif voir figure 2.4.

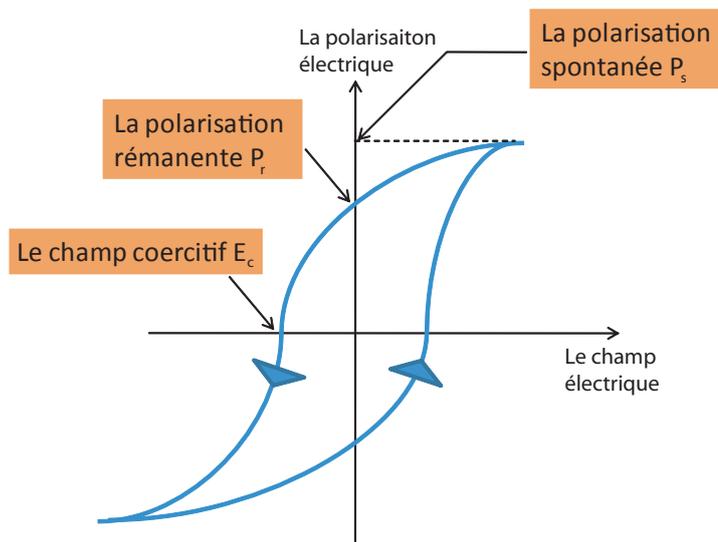


FIGURE 2.4 – Cycle d'hystérésis d'un matériau ferroélectrique

Ces matériaux se comportent aussi comme des isolants de forte constante diélectrique. La permittivité relative de ces matériaux varie en fonction de la température selon la

relation Curie-Weiss :

$$\epsilon_r = \frac{C}{T - T_c} \quad (2.1)$$

avec C et T_c sont respectivement la constante et la température de Curie. La courbe de cette variation est représentée sur la figure 2.5.

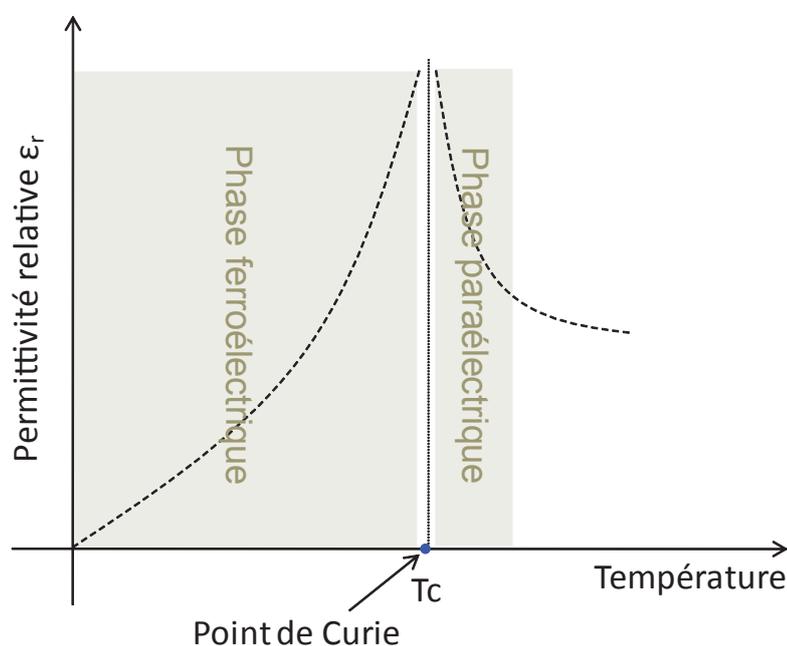


FIGURE 2.5 – Variation de la permittivité diélectrique en fonction de la température

En résumé les caractéristiques principales de la ferroélectricité sont : la forte constante diélectrique, la polarisation spontanée, la polarisation rémanente et le champ coercitif. Ces dernières caractéristiques sont mises en évidence dans le cycle d'hystérésis d'un composant ferroélectrique décrit sur la figure 2.4. Ce cycle représente l'évolution de la polarisation d'un ferroélectrique en fonction du champ électrique appliqué.

L'inversion possible de la polarisation spontanée a permis le développement des mémoires non volatiles [114] et les diodes optiques [115]. Par ailleurs grâce à la présence de coefficients d'ordre impairs dus à la non-centrosymétrie de la maille a permis aux matériaux ferroélectriques d'avoir une grande diversité d'applications. On peut citer à titre d'exemple : l'effet électro-optique pour la réalisation des modulateurs électro-optiques pour les télécommunications modernes, l'effet piézoélectrique pour des filtres RF, le dou-

blage de fréquence ou encore l'effet pyroélectrique pour les détecteurs IR.

Finalement, aujourd'hui encore, la ferroélectricité suscite toujours l'intérêt des scientifiques. Récemment, en 2009 une équipe française a réussi à résoudre deux inconvénients des mémoires ferroélectriques (faible densité de stockage et destruction des données notamment lors de la lecture) en combinant deux effets physiques, la ferroélectricité et l'effet tunnel. Ce mariage a permis d'observer que l'orientation de la polarisation modifie le passage d'un courant au sein du matériau. Ceci permet de lire de façon non destructive l'état de polarisation, donc le contenu de l'élément mémoire [116].

2.3 La pyroélectricité

Nous allons détailler ici une propriété importante pour la suite de notre travail : La pyroélectricité.

2.3.1 Introduction et histoire

En général tous les matériaux subissent une petite variation de leurs dimensions lorsqu'ils sont soumis à des contraintes extérieures (champ électrique, contrainte mécanique, ou variation de température). Selon la structure cristalline du matériau ce petit changement de dimension peut engendrer un changement de la polarisation électrique interne du milieu et provoquer différents effets.

La plupart des matériaux qui se caractérisent par ces effets sont des matériaux polaires (cristal ou cristallite) c'est à dire que leur réseau cristallin se compose d'ions positifs et d'ions négatifs. La symétrie de la maille élémentaire ou primitive de ce réseau cristallin est le facteur déterminant de la nature du cristal et des effets qui peuvent se manifester (piézoélectricité, pyroélectricité ou encore effet électro-optique).

La figure 2.6 montre une classification des cristaux en fonction de leurs propriétés piézoélectriques, pyroélectriques ou ferroélectriques. On constate que si tous les ferroélectriques possèdent des propriétés pyroélectrique, la condition indispensable est une symétrie non-centrosymétrique de la maille cristalline.

Dans le mot pyroélectrique le préfixe *pyro* signifie feu en grec, la pyroélectricité est en effet la génération d'électricité par la chaleur. Cet effet est réversible : en appliquant un champ électrique sur certains matériaux on obtient une élévation de température. Cet effet est connu sous le nom d'électrothermie ou électrocalorie [117]. Bien que des matériaux pyroélectriques artificiels aient été conçus, l'effet a été tout d'abord découvert dans des matériaux naturels. L'effet pyroélectrique est également présent dans les os et les tendons [118] et même dans les tissus des plantes [119]. Finalement si l'effet pyroélectrique n'est pas présent dans tout les matériaux solides on peut le décrire en revanche comme étant probablement une des propriétés physiques basiques qui existe dans tous les organismes vivants.

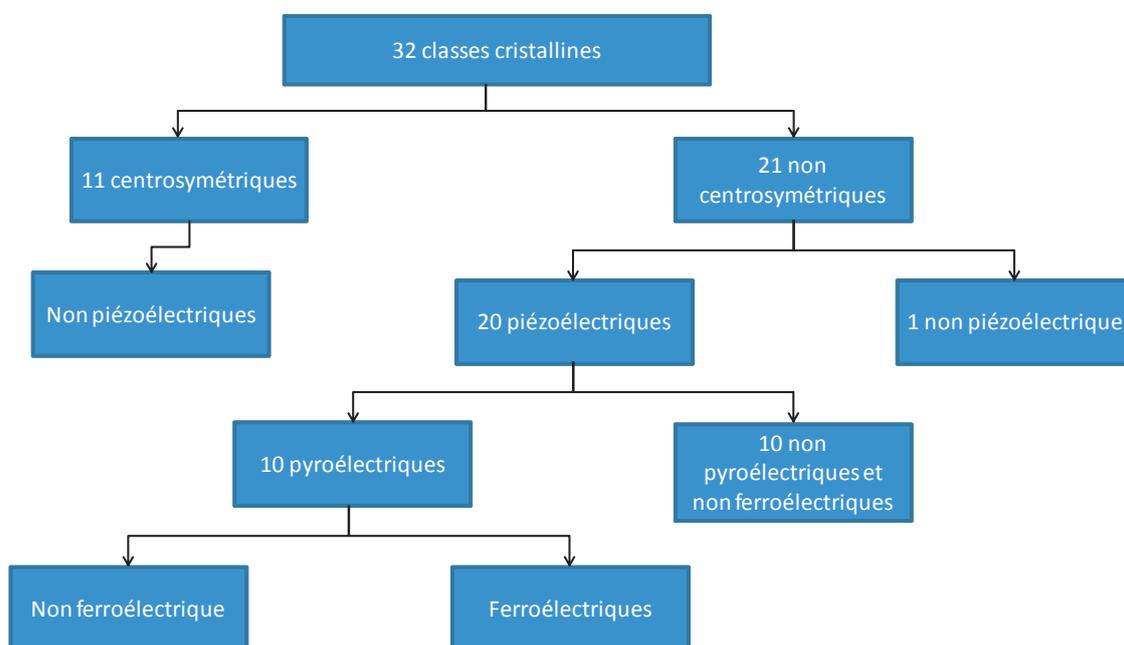


FIGURE 2.6 – Hiérarchisation des classes cristallines

- **Fenêtre historique.**

L'effet pyroélectrique a été découvert pour la première fois dans la tourmaline (matériau minérale naturel) en 314 AJC par le philosophe grec Theophraste. Cette pierre, appelée Lyngourion, avait la propriété d'attirer la paille, des copeaux de bois et même des métaux, une fois chauffée par la lumière de soleil ou d'autres sources de chaleur. Les premières attentions de cet effet ont été pour des vertus médicinales mais également pour des utilisations magiques. Deux mille ans après, en pleine révolution scientifique, l'intérêt de la communauté scientifique pour ces propriétés a soudainement augmenté. Beaucoup de travaux ont été réalisés afin de comprendre et de tirer partie de ces cristaux pyroélectriques. D'ailleurs les conclusions données par Jean-Mothee Gaugain (19^{ème} siècle) sur le comportement de la tourmaline lors d'un cycle de chauffage et de refroidissement sont encore les bases de l'interprétation thermodynamique des cristaux pyroélectriques.

1. La quantité totale d'électricité produite par le cristal de tourmaline dépend uniquement de la variation de température.
2. Avec la même variation de température, la quantité d'électricité produite durant le cycle du chauffage est la même que celle produite dans la phase de refroidissement, mais avec une charge de signe opposée.
3. La quantité de charge produite est proportionnelle à la surface de l'échantillon et indépendante de son épaisseur.

En 1824 le mot "pyroélectrique" a été prononcé pour la première fois par Brewster. Quelques années plus tard la théorie de l'effet pyroélectrique a été formulée tout d'abord par W. Thomson (Lord Kelvin) en 1878 et développée ensuite par Voigt en 1897 en enfin par Born basée sur ses fameuses dynamiques de la maille cristalline en 1921 et 1928.

Finalement la dépendance de la polarisation intrinsèque du milieu aux contraintes extérieures a donné naissance en plus de la pyroélectricité (utilisée aujourd'hui dans la plupart des détecteurs thermiques) à la ferroélectricité et à la piézoélectricité. Ces effets ont depuis trouvé de nombreuses applications dans le monde moderne.

2.3.1.1 La pyroélectricité : description schématique et théorique

Les molécules qui composent les structures pyroélectriques dites polaires, possèdent un moment dipolaire permanent. Ce moment est orienté de telle manière à ce que toutes les terminaisons positives des dipôles soient dans une direction et les terminaisons négatives soient dans la direction opposée. Cet alignement des dipôles coïncide avec l'axe optique privilégié du cristal.

La pyroélectricité est donc la capacité de certains cristaux à développer une variation de leur polarisation spontanée (variation de moment dipolaire par unité de volume) quand ils font l'objet d'une variation de leur température. Ce changement de polarisation induit une différence de potentiel temporaire entre certaines faces du cristal qui tend à disparaître après le temps de relaxation diélectrique. Cette variation est détectable sous forme d'un courant électrique appelé courant pyroélectrique et également sous forme d'une tension appelée tension pyroélectrique. A température ambiante, la polarisation électrique interne d'un matériau pyroélectrique ne se manifeste donc pas, car celle-ci est compensée par des charges libres qui sont présentes à la surface du cristal par conduction à travers le cristal et/ou en provenance de l'environnement extérieur au cristal.

Il faut noter que si le cristal pyroélectrique est chauffé non uniformément, par exemple en appliquant un gradient de température au sein de l'échantillon, le matériau développe aussi une contrainte mécanique. En revanche si l'échantillon est chauffé d'une manière uniforme (condition hydrostatique) le terme de la contrainte mécanique s'annule.

Puisque la pyroélectricité est liée à la variation de la polarisation spontanée dans les matériaux polaires à cause de variation de température, certains matériaux pyroélectriques sont également ferroélectriques comme par exemple le LN. Dans ce cas le caractère pyroélectrique du matériau existe dans la phase ferroélectrique qui se situe en dessous de la température de Curie ($T_c=1210^\circ\text{C}$ pour le LN) pour laquelle les faces du matériau sont électriquement chargées. Au delà de cette température la polarisation spontanée est nulle et le matériau est dans sa phase paraélectrique. Dans cette phase, le cristal est non polaire et ainsi aucun effet pyroélectrique ne se manifeste dans le matériau.

La figure 2.7 montre la variation de la polarisation spontanée P_s en fonction de la température pour une transition de phase de deuxième ordre. Dans la phase ferroélectrique la polarisation spontanée diminue lorsque la température augmente puis s'annule à la température de Curie (T_c). Au delà de cette température le matériau rentre dans sa

phase paraélectrique où la polarisation spontanée est nulle (moment dipolaire nul) en fonction de la température.

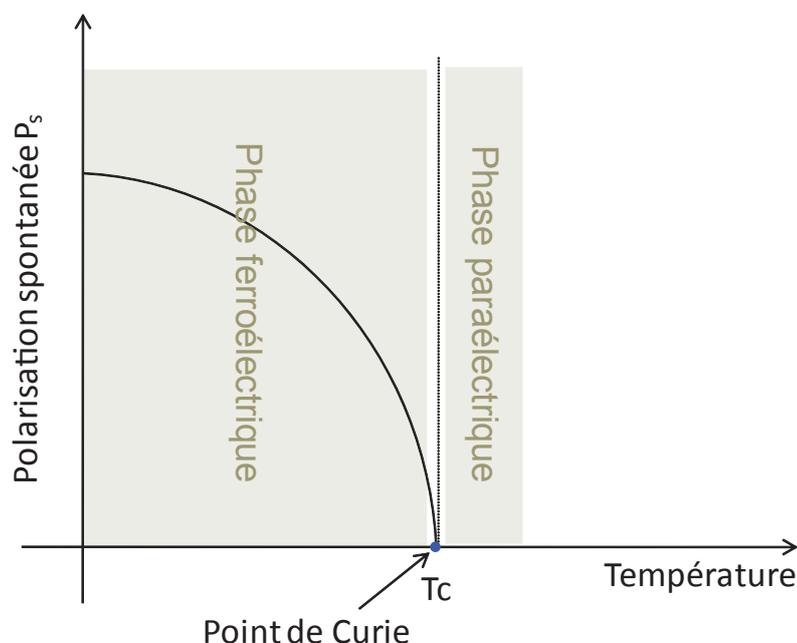


FIGURE 2.7 – Variation de la polarisation spontanée en fonction de la température

En général la variation de la polarisation spontanée est mesurée par la détection du flux de charges de compensation qui provient des électrodes déposées sur les faces perpendiculaire à l'axe C du milieu.

- **Description schématique de l'effet pyroélectrique dans le LN**

Dans la phase ferroélectrique à température ambiante un cristal ferroélectrique pyroélectrique dans son état d'équilibre a sa polarisation spontanée P_s compensée par des charges extérieures de surface de densité η ($|\eta|=|P_s|$). Dans le cas du LN ces charges sont négatives sur la face +C et positives sur la face -C (voir fig.2.8a).

Si on augmente la température du LN une diminution des charges négatives liées de surface sur la face -C et des charges positives liées de surface sur la face +C se produit. Ce déséquilibre de densité de charges dans le cas d'un circuit ouvert génère un champ pyroélectrique ΔE_{py} transitoire qui peut être compensé de deux manières différentes. Des charges libres peuvent provenir d'un courant interne (fig.2.8b), dans ce cas le retour à l'équilibre se fait après quelques heures voir même quelques jours en fonction de la conductivité du LN.

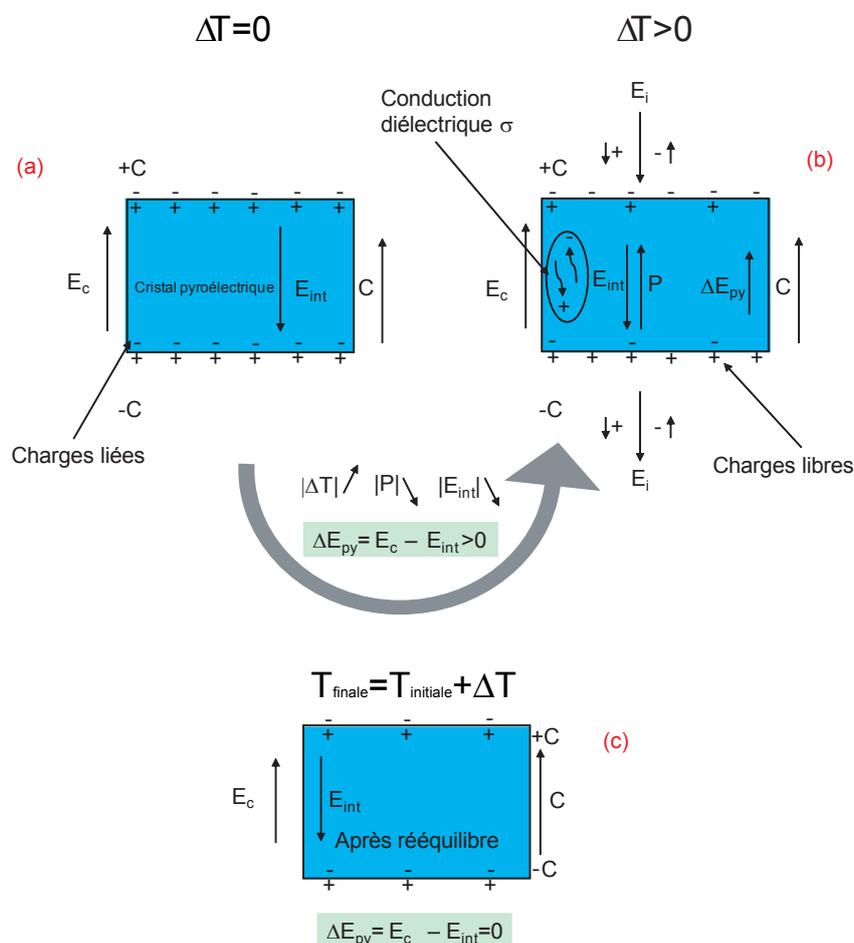


FIGURE 2.8 – Comportement d'un cristal pyroélectrique soumis à une variation de température ΔT . E_c champ de compensation dû au charges libres, E_{int} champ dû à la polarisation spontanée et ΔE_{py} champ pyroélectrique.

Le temps de déclin du champ pyroélectrique interne est en effet donné par l'équation suivante.

$$\tau = \epsilon / \sigma \quad (2.2)$$

avec ϵ la permittivité diélectrique et σ la conductivité du matériau. Ce temps appelé constante diélectrique caractérise le temps mis par les charges libres dans le milieu pour atteindre les surfaces du cristal. Ces charges libres viennent donc augmenter les charges liées de surface. Le retour à l'équilibre se fait quand toutes les charges liées de surface compensent les charges libres de surface voir figure 2.8c.

L'autre mécanisme de compensation du champ interne au cristal peut provenir du champ extérieur au cristal (fig.2.8b). Ce champ électrique externe appelé champ d'ionisation pyroélectrique E_i est dirigé de la surface du cristal vers l'extérieur sur la face -C et de l'entourage du cristal vers la surface sur la face +C pour l'exemple de la figure 2.8. Si ce champ est élevé (ΔT important) il permet un retour rapide à l'état d'équilibre en quelques secondes ou quelques minutes après la stabilisation de la température du matériau. En effet le champ d'ionisation du milieu extérieur peut-être atteint, ce qui permet d'ioniser le milieu qui entoure le cristal. Cette ionisation se traduit par une attraction des électrons sur la face -C et par une attraction des charges positives sur la face +C. Les ions rentrent également dans le processus d'équilibre. [120–124].

Le milieu entourant le cristal joue donc un rôle très important dans le temps de relaxation puisque selon la valeur de la pression [125] et la nature des gaz qui entourent le cristal [126] le temps de relaxation varie de quelques secondes dans un environnement très susceptible à l'ionisation à quelques jours dans le vide absolue où le champ d'ionisation est infini. Dans ce cas la compensation sera dominée par la conduction interne au cristal.

Finalement on note que dans le LN pour des températures supérieures à 200°C la conductivité σ devient importante et domine la compensation par les charges extérieures [127].

• Description théorique de l'effet pyroélectrique

Le changement de température du cristal produit un certain nombre d'effets électriques englobés sous le nom de la pyroélectricité. Ces effets dépendent des contraintes thermiques, mécaniques et électriques sur le cristal. La variation de la polarisation spontanée P_s induite dans le cristal en fonction de la température \mathbf{T} à contraintes \mathbf{s} et champ électrique \mathbf{E} constants est défini par [128] :

$$\frac{\partial P_s}{\partial T}_{E,s} = \left(\frac{\partial P_s}{\partial T} \right)_{E,e} + \left(\frac{\partial P_s}{\partial e} \right)_{E,T} \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_{E,s}. \quad (2.3)$$

e représente la déformation mécanique. Le premier terme de l'équation est appelé effet pyroélectrique primaire ou coefficient pyroélectrique réel. Il est associé au changement de la polarisation en fonction de la température quand les dimensions du cristal sont fixes. La seconde composante résulte de la déformation du cristal. Ainsi on peut écrire le coefficient pyroélectrique primaire p_1 comme [129, 130] :

$$p_1 = \frac{\partial P_s}{\partial T} \quad (2.4)$$

et le coefficient pyroélectrique secondaire p_2 comme [129, 130] :

$$p_2 \equiv \left(\frac{\partial P_s}{\partial e} \right)_{E,T} \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_{E,s} = \left(\frac{\partial P_s}{\partial s} \right)_{E,T} \left(\frac{\partial s}{\partial e} \right)_{E,T} \left(\frac{\partial e}{\partial T} \right)_{E,s} = dc\alpha. \quad (2.5)$$

Le coefficient pyroélectrique secondaire est dû essentiellement à la contribution de la déformation thermique et de la piézoélectricité. d , c et α sont respectivement les coefficients de piézoélectricité, d'élasticité et d'expansion thermique qui caractérisent les cristaux. Cette composante s'annule si le cristal ne peut pas changer de dimension pour une variation de la température.

En général comme le cristal pyroélectrique est libre de se dilater et de se contracter, une partie de la valeur du coefficient pyroélectrique est associée à la piézoélectricité.

On peut remarquer d'après la figure 2.6 que tous les matériaux pyroélectriques sont piézoélectriques, mais le contraire est faux. La pyroélectricité nécessite une polarisation spontanée selon un axe pour son existence. Dans le cas d'un cristal comme le α -quartz, une contrainte appliquée selon un axe provoquera un effet piézoélectrique. En revanche si le matériau est chauffé il se dilate d'une manière égale selon tous les axes, ceci provoque un annulation de l'effet pyroélectrique par compensation.

Pour les matériaux ferroélectriques, le déplacement électrique peut s'exprimer ainsi :

$$\begin{aligned} D &= P + ds, \\ P &= P_s + \epsilon E. \end{aligned} \quad (2.6)$$

avec, P_s la polarisation spontanée du milieu, E le champ électrique et ϵ la permittivité du matériau. Donc on peut écrire le déplacement électrique par la relation suivante :

$$D = P_s + \epsilon E + ds. \quad (2.7)$$

Si on considère un cristal sans contrainte (libre) alors $\mathbf{s} = 0$. Ce qui nous donne :

$$D = P_s + \epsilon E \quad (2.8)$$

Lorsqu'on chauffe le cristal en circuit ouvert D est constant car les charges libres de surface ne varient pas [131, 132]. Donc on déduit que :

$$\Delta D = \Delta P_s + \Delta(\epsilon E) = 0 \quad (2.9)$$

$$\Delta P_s + \Delta(\epsilon E) = 0 \quad (2.10)$$

Si $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r = cte$, on peut écrire :

$$\Delta P_s = -\epsilon \Delta(E) \quad (2.11)$$

Finalement d'après l'équation 2.4 on trouve :

$$\Delta E_{py} = -\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r} p \Delta T \quad (2.12)$$

ϵ_0 et ϵ_r sont respectivement la permittivité du vide et la permittivité relative du matériau. L'équation (2.12) est valable pour des faibles variations de température.

Finalement afin d'estimer la valeur du champ pyroélectrique interne une mesure du coefficient pyroélectrique p est indispensable.

2.3.1.2 Mesure du coefficient pyroélectrique

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour mesurer le coefficient pyroélectrique, on décrira ici seulement deux méthodes en circuit électrique fermé.

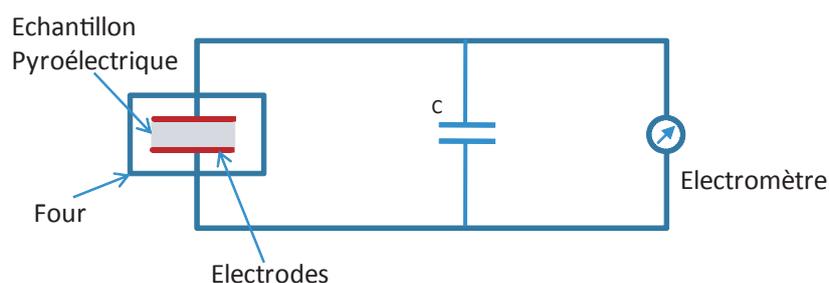


FIGURE 2.9 – Montage électrique pour la mesure du coefficient pyroélectrique avec la méthode statique.

La première se nomme la méthode statique, le circuit électrique décrit sur la figure 2.9 permet de mesurer la variation de charges induites par la température. La variation de température de l'échantillon modifie l'équilibre des charges à l'interface entre l'échantillon et l'électrode, pour compenser ce déséquilibre des charges apparaissent aux bornes de la capacité c . Ces charges sont ensuite mesurées par un électromètre. La relation entre la variation de charges ΔQ et le coefficient pyroélectrique p est déterminé par la méthode suivante :

La variation de température ΔT induit un champ ΔE_{py} donné par l'équation 2.12.

D'après les dimensions de nos échantillons la tension entre les faces C est donnée par :

$$\Delta V = -\int \Delta E_{py} dz = -\Delta E_{py} \times l \quad (2.13)$$

Si C est la capacité du cristal la charge disponible sur les faces est :

$$\Delta Q = C \Delta V \quad (2.14)$$

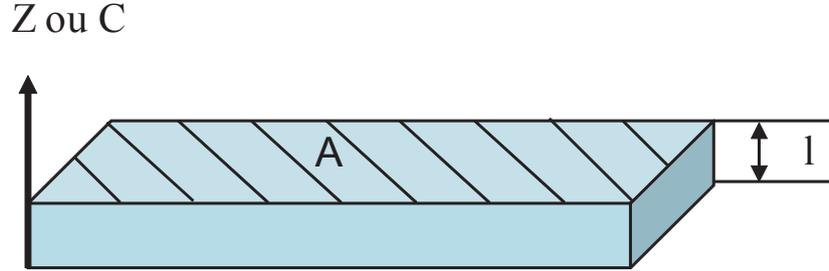


FIGURE 2.10 – Dimensions et orientation de nos échantillons de LN. A et l sont respectivement l'aire et l'épaisseur du cristal.

avec $C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{l}$ pour la géométrie de la figure 2.10.

Donc

$$\Delta Q = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{l} \times (-\Delta E_{py} \times l) \quad (2.15)$$

Finalement pour une variation de charge ΔQ induite par une variation de température ΔT le coefficient pyroélectrique p peut être évalué à l'aide de la relation suivante :

$$p = \frac{\Delta Q}{A \Delta T} \quad (2.16)$$

ΔQ est la variation de charge mesurée respectivement pour une variation de température ΔT et A est la surface de l'échantillon. Cette méthode est utilisée pour de très faibles variations de température ce qui peut rendre la durée de l'expérience relativement longue dans le cas d'une large plage de température.

La seconde méthode est une méthode dynamique. Cette technique utilise un montage similaire à la première méthode mais on mesure le courant qui traverse l'électromètre de résistance interne faible lorsque le cristal est soumis à une rampe de température dont la pente est comme dT/dt .

$$i = \frac{dQ}{dt} = A \frac{dP_s}{dt} = A \frac{dP_s}{dT} \frac{dT}{dt} = A p \frac{dT}{dt} \quad (2.17)$$

Donc,

$$p = \frac{i}{A(dT/dt)} \quad (2.18)$$

i est le courant mesuré. Cette technique a été largement employée pour étudier les propriétés des matériaux pyroélectriques grâce à la possibilité d'extraire la valeur du coefficient pyroélectrique en un temps relativement court car la mesure consiste simplement à enregistrer le courant pyroélectrique i lors de la variation de la température sur une large plage.

- **Etude expérimentale du coefficient pyroélectrique dans nos échantillons de LN**

Bien que la méthode dynamique soit la plus employée pour la mesure du coefficient pyroélectrique [130, 133] les résultats obtenus par cette technique sont souvent entachés d'erreurs [134, 135]. La formation d'un gradient de température à l'intérieur de l'échantillon induit des contraintes mécaniques ce qui produit une contribution pyroélectrique additionnelle à la valeur du courant pyroélectrique mesuré. En revanche, même si le temps de l'expérience peut atteindre des heures, la précision de la méthode statique (où le problème du gradient de température ne se présente pas grâce à la faible variation de température ΔT) nous a poussé à utiliser cette technique de mesure.

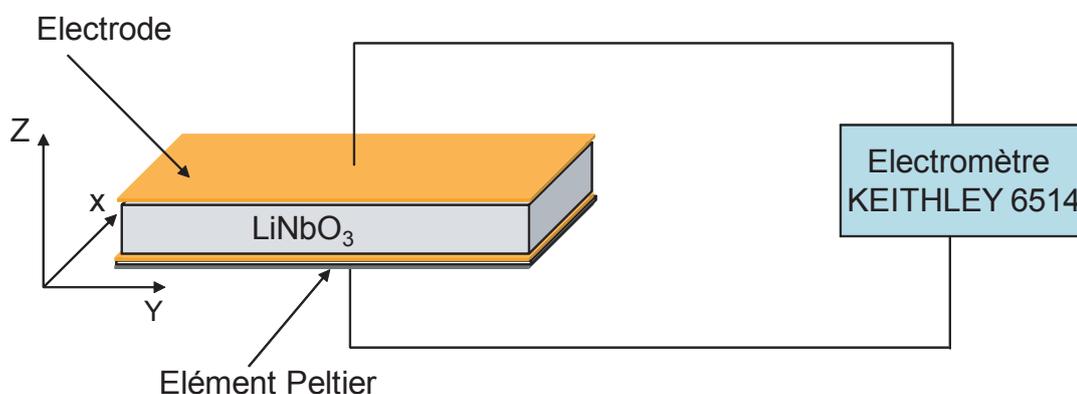


FIGURE 2.11 – Montage expérimental pour la mesure du coefficient pyroélectrique par la méthode statique.

Les cristaux mesurent $8\text{mm} \times 20\text{mm} \times 0.5\text{mm}$ respectivement selon les axes cristallographiques X, Y et Z. La technique consiste à placer des électrodes sur les faces +C et -C des cristaux qui sont reliées à un électromètre KEITHLEY 6514 qui va mesurer la variation de charge ΔQ lorsqu'on change la température des échantillons de 1°C (figure 2.11). La procédure expérimentale est la suivante : on sélectionne sur l'électromètre le

mode mesure de charges ensuite on décharge le condensateur de l'électromètre de charges parasites, puis on change la température du cristal de 1°C par exemple de $T = 23^{\circ}\text{C}$ à $T = 24^{\circ}\text{C}$ et on note la valeur ΔQ affichée par l'électromètre. Finalement on déduit la valeur du coefficient pyroélectrique p en divisant ΔQ par l'aire du cristal (160mm^2). La procédure est répétée jusqu'à $T = 80^{\circ}\text{C}$. Les courbes qui donnent l'évolution de p en fonction de la température pour les deux compositions de LN sont présentées sur la figure 2.12.

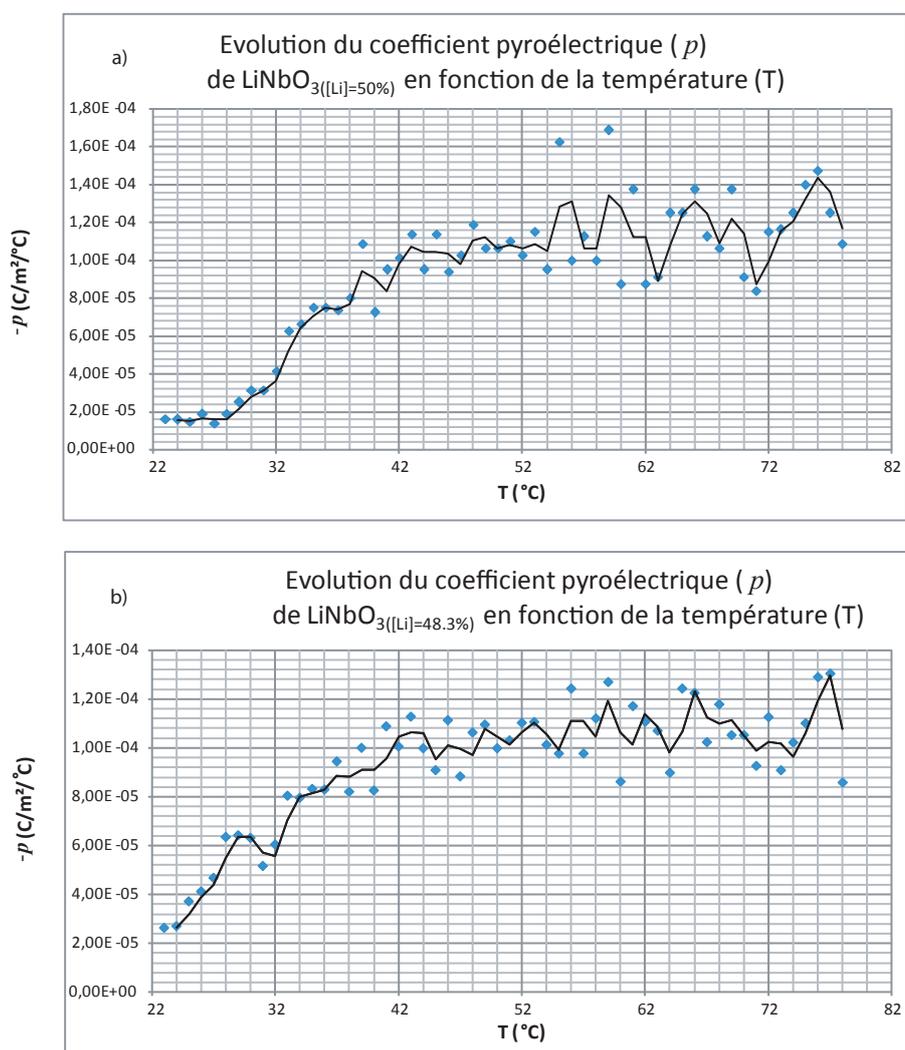


FIGURE 2.12 – Evolution du coefficient pyroélectrique de niobate de lithium congruent (a) et stoechiométrique (b) en fonction de la température.

Les deux courbes montrent un coefficient p non constant en fonction de la température. Pour une température de 40°C le coefficient p vaut $8 \cdot 10^{-5} \text{Cm}^{-2} \text{K}^{-1}$ pour LN congruent et $7 \cdot 10^{-5} \text{Cm}^{-2} \text{K}^{-1}$ pour la même température pour une composition stoechiométrique.

On constate donc que la concentration en Li dans le LN n'a pas beaucoup d'influence sur la valeur de p . Le champ pyroélectrique que l'on génère est donc équivalent pour les deux compositions.

Ces valeurs des coefficients pyroélectriques sont en accord avec les valeurs trouvées dans la littérature (figure 2.13).

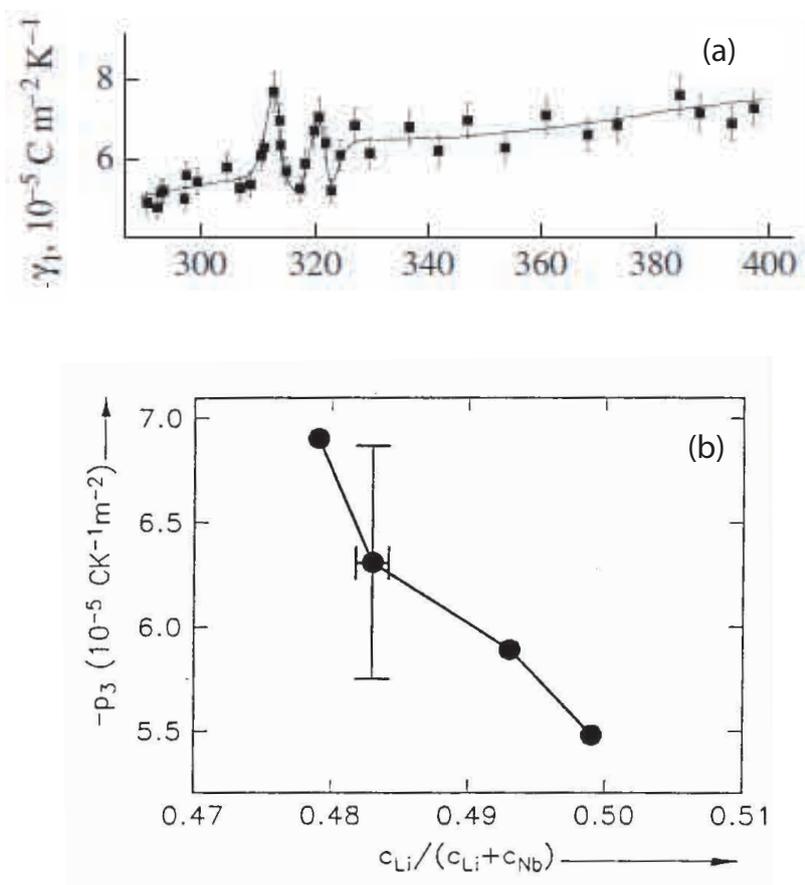


FIGURE 2.13 – Evolution du coefficient pyroélectrique du LN non dopé (a) en fonction de la température mesuré par la méthode statique [135] et (b) en fonction de la concentration en lithium à $T = 25^{\circ}\text{C}$ [136]

D'autres matériaux pyroélectriques ont été caractérisés de manière similaire [129, 130, 137–139]. Le tableau 2.14 donne la valeur des coefficients p de certains matériaux pyroélectriques, leur permittivité relative et leur température de Curie. Ces trois caractéristiques

sont indispensables pour estimer la valeur du champ E_{py} ainsi que la plage de température où l'effet pyroélectrique est exploitable.

Matériaux	Coefficient pyroélectrique p ($\mu C/m^2/K$)	Permittivité relative ϵ_r	Température de Curie T_C ($^{\circ}C$)	Conductivité d'obscurité σ_d (Ωm) ⁻¹
Tourmaline	4	75	-	-
BaTiO ₃	200	160	135	1.6×10^{-8}
PbTiO ₃ céramique polarisée	600	200	490	-
PbTiO ₃ PCWT 4-24 céramique polarisée	380	220	255	-
Pb ₅ Ge ₃ O ₁₁	100	28	174	-
LiNbO ₃	85	30	1195	10^{-13}
LiTaO ₃	190	44	618	10^{-13}
LiIO ₃	10	4×10^3	183-230	-
KNbO ₃	41	700	420	10^{-12}
NaNO ₃	120	8	163	-
SBN :50	600	450	121	9×10^{-10}
SPS	800	230-300	-	2.4×10^{-8}
BSO	300	80	-	-
KTP	70	13	936	-
KTN	10^5	3000	35	-
KTA	35	42	1130	-
PZT	500	800	420	-
PLZT(8/65/35) =Pb(LaZrTi)O ₃ (céramique polarisée)	1700	3800	90	8.8×10^{-10}
PVDF(polyfluorure de vinylidène)	30	11	80	-
P(VDF/TrFE) couche de copolymère 50/50	40	18	49	-
P(VDF/TrFE) couche de copolymère 80/20	31	7	135	-

FIGURE 2.14 – Liste non-exhaustive de matériaux pyroélectriques et leurs propriétés [129, 130, 137–139].

Outre le LN certains matériaux photoréfractifs pyroélectriques possèdent de forts coefficients pyroélectriques et de faibles temps de relaxation diélectrique ce qui les rendent potentiellement intéressants pour nos travaux.

2.3.1.3 Les applications des matériaux pyroélectriques

Les matériaux pyroélectriques sont exploités principalement comme capteur dans les détecteurs infrarouges (IR). Mais ils sont utilisés aussi dans des applications très variés qui vont de la thermographie IR aux éthylotests en passant par les détecteurs de présence, les alarmes incendies, les détecteurs de gaz ou encore les détecteurs de réactions chimiques. Comme nous l'avons vu précédemment ces matériaux délivrent une tension lors d'un changement de température. Le principe de fonctionnement de ces détecteurs est schématisé sur la figure 2.15).

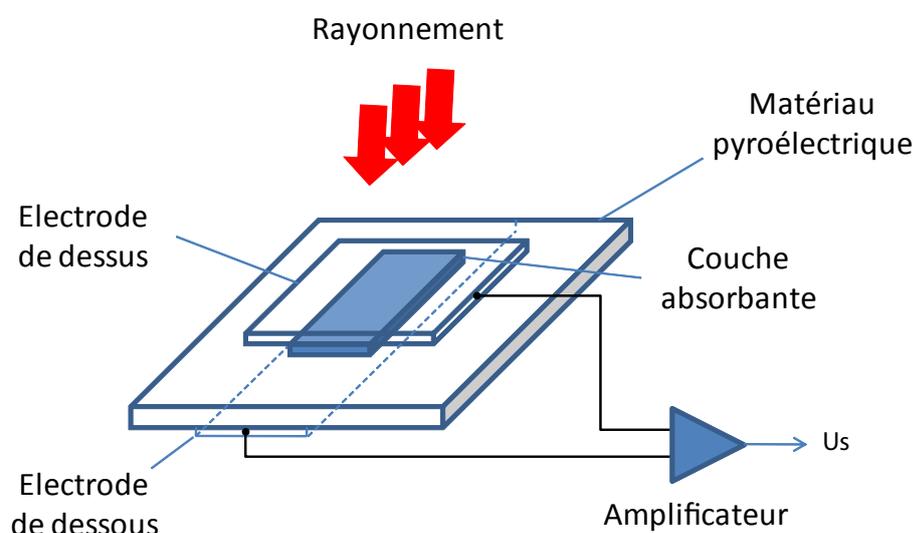


FIGURE 2.15 – Principe de fonctionnement d'un détecteur pyroélectrique IR

Pour que la détection soit rapide et efficace de couches minces de quelques nanomètres sont utilisées car elles permettent une réponse rapide et uniforme. Ces détecteurs sont particulièrement adaptés à la détection de lumière modulée en raison du caractère transitoire du signal généré.

En plus des détecteurs pyroélectriques les cristaux pyroélectriques ont été utilisés pour la réalisation d'accélérateurs de particules très compacts [140]. Comme nous avons vu précédemment le chauffage d'un cristal pyroélectrique provoque une diminution de la polarisation spontanée du cristal. Cette diminution produit un champ électrique à l'extérieur du cristal. Ce champ est dirigé vers le cristal du côté de la face $+C$ et vers l'extérieur du côté de la face $-C$ (figure 2.8).

Si on place ce cristal dans un gaz à faible pression (tantale (Ta)) et on oriente sa face $-C$ vers une cible métallique de cuivre par exemple, des électrons sont accélérés du gaz à faible pression vers la face $-C$ du cristal lorsque la température augmente (fig. 2.16b). L'impact des électrons sur la face du cristal produit des rayons-X(Ta).

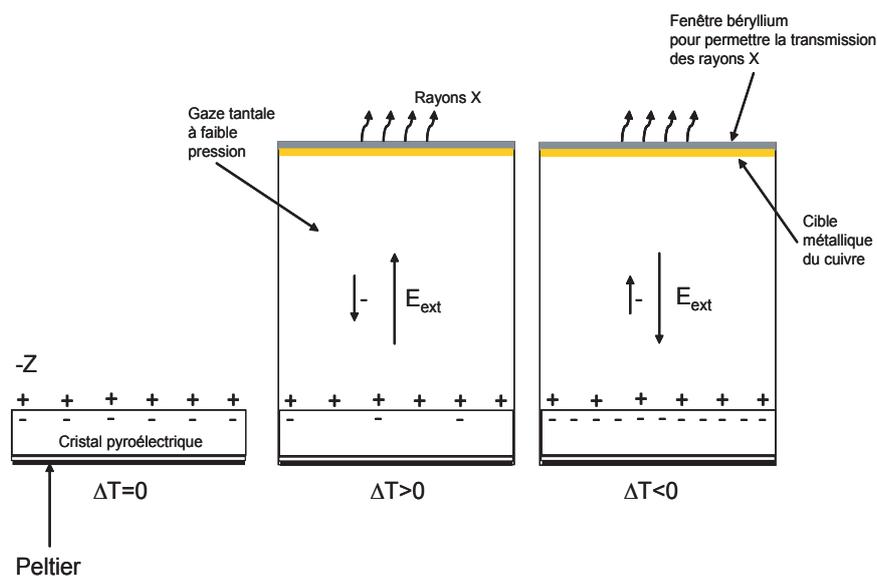


FIGURE 2.16 – Principe de fonctionnement d'un générateur pyroélectrique de particules

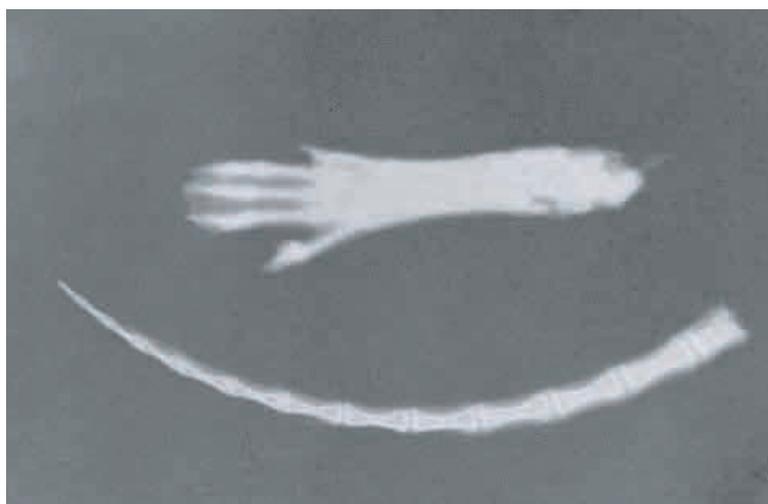


FIGURE 2.17 – Image de la radiographie d'une partie d'une souris par le générateur pyroélectrique de particules Cool-X X-Ray [140].

Lorsque la phase de chauffage achevée la phase de refroidissement peut être entamée, dans ce cas la polarisation spontanée augmente, ce qui mène à une accélération des électrons située sur la face -C du cristal vers la couche du cuivre générant à nouveau des rayons-X (Cu) voir (fig. 2.16c). Lorsque le cycle de refroidissement atteint sa valeur limite en température, le cycle de chauffage recommence à nouveau et ainsi de suite.

Ce processus permet de réaliser un accélérateur de particule de petite taille. Ce type

d'accélérateur de particules a été mis sur le marché en juillet 2003 [140] et vise les applications suivantes : Les laboratoires, l'enseignement, les instruments de calibration et la radiographie portable. La figure 2.17 présente une image de la radiographie d'une partie d'une souris par le générateur pyroélectrique de particules Cool-X X-Ray [140].

Des chercheurs de l'Institut Polytechnique Rensselaer de New York ont amélioré le système en utilisant deux cristaux afin de doubler le potentiel d'accélération. Ainsi ils ont réussi à montrer la fusion nucléaire à partir d'atomes de deutérium [141].

2.4 Propriétés optiques choisies du LN

Le LN est un matériau anisotrope qui se caractérise par un indice extraordinaire (n_e) vu par une polarisation optique selon l'axe C et un indice ordinaire (n_o) vu par une polarisation perpendiculaire à l'axe C. Ce matériau a une biréfringence ($\Delta n = n_e - n_o$) négative car $n_o > n_e$. La valeur des indices n_o et n_e varie avec la composition du cristal, la température et bien sur avec la longueur d'onde.

Outre cette propriété provenant de la susceptibilité d'ordre 1 c'est bien évidemment les effets non linéaires (susceptibilité d'ordre 2 et 3) qui nous intéressent tout particulièrement. La susceptibilité d'ordre 2 permet la génération de seconde harmonique, l'amplification paramétrique ou encore l'effet électro-optique. La susceptibilité d'ordre 3 est beaucoup plus faible et moins utilisée mais l'effet Kerr, l'effet Raman ou encore la génération de la troisième harmonique est possible. Dans ce qui suit je vais détailler les effets non linéaires les plus importants pour mes travaux. L'effet électro-optique linéaire indispensable dans le processus de génération des solitons spatiaux sera tout d'abord présenté.

2.5 L'effet électro-optique

Un matériau est considéré comme électro-optique lorsqu'il permet un couplage entre un champ électrique statique et un champ électromagnétique aux fréquences optiques.

La variation de l'indice de réfraction induite par les effets électro-optiques peuvent être directe c'est à dire que la variation d'indice est induite directement par l'application d'un champ électrique comme avec les effets «Pockels ou Kerr» ou indirecte c'est à dire que le champ électrique génère un second effet qui provoque la modification d'indice comme les effets «Franz-Keldysh [142] ou encore dispersion de plasma [143].

L'effet Pockels qui représente la réponse linéaire de l'effet électro-optique est un cas particulier de l'optique non linéaire. C'est la somme des générations de fréquences somme et différence d'un champ optique et d'un champ électrique statique.

En notant la fréquence du champ électrique Ω et celle du champ optique ω , la polarisation qui donne l'effet Pockels dans un matériau ayant une susceptibilité χ^2 est :

$$P_i^P(\omega) = P_i^{(2)}(\omega + \Omega) + P_i^{(2)}(\omega - \Omega) \quad (2.19)$$

$$\text{avec } P_i^{(2)}(\omega + \Omega) = \epsilon_0 \sum_{jk} \chi_{ijk}(\omega + \Omega; \omega, \Omega) E_j(\omega) E_k(\Omega) \quad (2.20)$$

$$\text{et } P_i^{(2)}(\omega - \Omega) = \epsilon_0 \sum_{jk} \chi_{ijk}(\omega - \Omega; \omega, -\Omega) E_j(\omega) E_k(-\Omega) \quad (2.21)$$

Puisque le rapport entre la fréquence optique et la fréquence du champ statique est très petit $\Omega/\omega \ll 10^{-6}$ on considère qu'à chaque instant le champ optique (ω) voit un champ électrique statique (Ω). Le champ électrique modifie les propriétés du matériau dans lequel le faisceau lumineux se propage sans couplage entre les deux champs.

Formellement ceci mène à l'écriture de l'approximation suivante :

$$\chi_{ijk}(\omega + \Omega; \omega, \Omega) \approx \chi_{ijk}(\omega - \Omega; \omega, -\Omega) \approx \chi_{ijk}(\omega + 0; \omega, 0) \quad (2.22)$$

Finalement la polarisation non linéaire qui décrit l'effet électro-optique linéaire peut s'écrire :

$$P_i^{(P)}(\omega) = 2\epsilon_0 \sum_{jk} \chi_{ijk}(\omega + 0; \omega, 0) E_j(\omega) E_k(0) \quad (2.23)$$

Le lien entre l'effet électro-optique linéaire dit "effet Pockels" et la susceptibilité non-linéaire du second ordre restreint donc l'effet électro-optique linéaire aux matériaux non-centrosymétrique où $\chi_{ijk} \neq 0$. Dans les milieux centrosymétrique, la variation d'indice de réfraction est proportionnelle au carré du champ électrique statique appliqué. Cet effet est nommé effet électro-optique quadratique ou effet Kerr électrostatique.

Notations mathématiques de l'effet électro-optique linéaire

Dans un milieu optique non linéaire, anisotrope, non absorbant et soumis à deux champs électriques (champ optique à la pulsation ω et champ électrique appliqué à la pulsation $\Omega = 0$) le tenseur diélectrique non linéaire est donné par la relation suivante :

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_0 \left[\delta_{ij} + \chi_{ij} + 2\epsilon_0 \sum_k \chi_{ijk} E_k(0) \right] \quad (2.24)$$

avec, $\delta_{ij} = 1$ si $i = j$ et $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$.

χ_{ij} est la susceptibilité linéaire associée à la polarisation linéaire du milieu.

Par définition l'imperméabilité électrique η d'un milieu diélectrique anisotrope non absorbant est donnée par l'inverse du tenseur diélectrique (tenseur de permittivité diélectrique relative).

$$[\eta_{ij}] = \left[\frac{1}{\epsilon_{ij}} \right] \quad (2.25)$$

Comme l'effet d'un champ électrostatique $E(0)$ est faible sur un milieu électro-optique chaque composante du tenseur d'imperméabilité $[\eta_{ij}(E_s)]$ peut-être développée en série de Taylor. Pour l'effet Pockels on s'arrête au premier ordre [144] :

$$\begin{aligned} \eta_{ij}(E(0)) &= \frac{1}{\epsilon_{ij}(E(0))} = \frac{1}{\epsilon_0(\delta_{ij} + \chi_{ij})} + \frac{-2\epsilon_0 \sum_k \chi_{ijk}^2 E_k(0)}{(\epsilon_0(\delta_{ij} + \chi_{ij}))^2} \\ &= \frac{1}{n_{ij}^2} + \frac{-2\epsilon_0 \sum_k \chi_{ijk}^2 E_k(0)}{n_{ii}^2 n_{jj}^2} \\ &= \eta_{ij} + \sum_k r_{ijk} E_k(0) \end{aligned} \quad (2.26)$$

avec $\eta_{ij} = \frac{1}{n^2}$ si $i=j$ et $\eta_{ij} = 0$ si $i \neq j$ et $r_{ijk} = \frac{-2\chi_{ijk}}{n_i^2 n_j^2}$.

Utilisant la notation contractée $1=ii$, $2=jj$, $3=kk$, $4=jk=kj$, $5=ik=ki$, $6=ij=ji$ on peut écrire d'une manière générale et explicite l'effet électro-optique linéaire ainsi :

$$\begin{pmatrix} \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \\ \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

avec $\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = \eta_{ij}(E_s) - \eta_{ij}$.

Les quantités r_{ij} sont connues sous le nom de coefficients électro-optiques et définissent le taux de variation du coefficient $\frac{1}{n^2}$ en fonction du champ électrique appliqué. Ainsi $\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 = r_{11}E_x + r_{12}E_y + r_{13}E_z$.

- Remarque

L'effet électro-optique est nul dans les matériaux qui se caractérisent par une symétrie d'inversion. En revanche dans les milieux où la symétrie d'inversion est absente, la symétrie de rotation réduit fort heureusement le nombre des coefficients électro-optiques non nuls et indépendants.

α L'effet électro optique dans le niobate de lithium

Le LN appartient à la classe cristalline 3m (symétrie trigonale), ainsi dans le repère principal xyz où l'axe z correspond à l'axe optique C du cristal, les coefficients électro-optiques sont donnés par :

$$(r_{ij}) = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

On déduit que l'effet Pockels dans les milieux appartenant à cette classe cristalline se caractérise par quatre coefficients électro-optiques $r_{22} = 6,7pm/V$, $r_{13} = 10pm/V$, $r_{33} = 32,2pm/V$ et $r_{51} = 32,6pm/V$.

L'expression générale de l'ellipsoïde des indices du LN en présence d'un champ électrique $\vec{E}(0)$ s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_y + r_{13}E_z \right) x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_y + r_{13}E_z \right) y^2 \\ & + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z \right) z^2 + 2r_{51}E_y yz + 2r_{51}E_x xz - 2r_{22}E_x xy = 1 \end{aligned} \quad (2.29)$$

Les termes croisés de cette équation signifient que dans un cas général les axes principaux de l'ellipsoïde des indices ne correspondent plus aux axes cristallographiques principaux du cristal.

Nous allons traiter ici quelques configurations importantes pour la suite.

- Champ électrostatique dirigé selon l'axe optique z (c) du matériau.

$$E_x = E_y = 0 \text{ et } E_z = E(0).$$

L'ellipsoïde des indices est alors donné par :

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E(0)\right)(x^2 + y^2) + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E(0)\right)z^2 = 1 \quad (2.30)$$

Le milieu reste donc uniaxial d'axe optique z et les indices de réfraction n_e et n_o deviennent alors :

$$\begin{cases} \frac{1}{n_o^2(E(0))} = \frac{1}{n_o^2} + r_{33}E(0) \\ \frac{1}{n_e^2(E(0))} = \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E(0) \end{cases} \quad (2.31)$$

Le développement en séries de Taylor nous donne :

$$\begin{cases} n_o(E(0)) \approx n_o - \frac{1}{2}r_{13}n_o^3E(0) \\ n_e(E(0)) \approx n_e - \frac{1}{2}r_{33}n_e^3E(0) \end{cases} \quad (2.32)$$

Nous déduisons que les deux indices caractéristiques du milieu n_e et n_o diminuent sous l'influence du champ électrique $E(0) > 0$:

$$\begin{cases} \Delta n_o \approx -\frac{1}{2}r_{13}n_o^3E(0) \\ \Delta n_e \approx -\frac{1}{2}r_{33}n_e^3E(0) \end{cases} \quad (2.33)$$

- Champ électrostatique selon l'axe optique y du matériau.

Dans ce cas l'ellipsoïde des indices devient ainsi :

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E(0)\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E(0)\right)y^2 + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{51}E(0)yz = 1 \quad (2.34)$$

Nous remarquons que la situation devient plus subtile à analyser du fait de l'apparition du terme croisé $2r_{51}E(0)yz$. Nous déduisons que l'axe x reste un axe principal, en revanche les deux autres axes y et z ne sont plus deux axes principaux. Les deux nouveaux axes sont y' et z' qui correspondent aux axes y et z après rotation d'un angle β dans le

plan (yz) et deviennent y' et z' . Comme l'influence du champ électrique sur l'ellipsoïde des indices est très faible on suppose que $\beta \ll 1$, ainsi on peut écrire :

$$\begin{cases} y = y' - \beta z' \\ z = z' + \beta y' \end{cases} \quad (2.35)$$

En introduisant y et z dans l'équation 2.34 on trouve que les indices principaux n_x , $n_{y'}$ et $n_{z'}$ à l'ordre 1 en $E(0)$ valent :

$$\begin{cases} n_x = n_o + \frac{1}{2}r_{22}n_o^3E(0) \\ n_{y'} = n_o - \frac{1}{2}r_{22}n_e^3E(0) \\ n_{z'} = n_e \end{cases} \quad (2.36)$$

Donc l'application d'un champ électrique E_y rend le milieu biaxial $n_x \neq n_{y'} \neq n_{z'}$.

- **Remarque :**

La valeur de l'angle β est obtenu par l'annulation des termes croisés $y'z'$ lors de la substitution de y et z de l'équation 2.35 dans l'équation 2.34, ainsi nous obtenons $\beta = \frac{r_{51}E(0)}{n_o^2 - n_e^2}$.

Grâce à cette étude nous déterminerons la coupe des cristaux qui permet d'obtenir la variation d'indice la plus importante et la plus adéquate pour la génération des solitons brillants.

2.6 L'effet photovoltaïque

L'effet photovoltaïque est à l'origine du dommage optique dans le LN et dans d'autres matériaux [98, 145]. Cet effet a donc été largement étudié dans le passé afin de comprendre son origine [146] afin de le réduire. Le courant photovoltaïque est dû au déplacement interne des charges libres dans la bande de conduction selon l'axe optique privilégié (C) du cristal sous l'influence d'un éclairage externe. La densité du courant PV est décrite par la relation suivante :

$$[J_{ph}]_i = (N_D - N_D^+) \sum_{jk} [\beta_{ph}]_{ijk} I_{em} e_j e_k^* \quad (2.37)$$

avec N_D la densité totale de donneurs, N_D^+ la densité de donneurs ionisés, $[\beta_{ph}]$ le tenseur photovoltaïque symétrique d'ordre 3 responsable de l'effet PV pour des polarisations linéaires, e_j et e_k^* sont les vecteurs unitaires de la polarisation linéaire de la lumière et I_{em} est l'intensité du champ électromagnétique. Le tenseur photovoltaïque du LN comporte huit coefficients non nuls qui sont reliés entre eux à part le coefficient β_{33} .

$$[\beta_{ph}]_{ijk} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \beta_{15} & \beta_{22} \\ -\beta_{22} & \beta_{22} & 0 & \beta_{15} & 0 & 0 \\ \beta_{31} & \beta_{31} & \beta_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

Connaissant le tenseur photovoltaïque de LN, on peut utiliser l'équation 2.37 pour déterminer la densité de courant photovoltaïque pour chaque polarisation linéaire.

$$[J_{ph}]_i = (N_D - N_D^+)I_{em} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \beta_{15} & \beta_{22} \\ -\beta_{22} & \beta_{22} & 0 & \beta_{15} & 0 & 0 \\ \beta_{31} & \beta_{31} & \beta_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e_x^2 \\ e_y^2 \\ e_z^2 \\ 2e_z e_y \\ 2e_z e_x \\ 2e_x e_y \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

Si on considère une polarisation perpendiculaire à l'axe C (polarisation ordinaire) la densité de courant PV peut s'écrire ainsi :

$$J_{phy} = (N_D - N_D^+)\beta_{22}I_{em} + (N_D - N_D^+)\beta_{31}I_{em} \quad (2.40)$$

Alors que pour une polarisation extraordinaire la densité de courant PV est donné par l'équation suivante :

$$J_{phz} = (N_D - N_D^+)\beta_{33}I_{em} \quad (2.41)$$

Dans le NL le coefficient β_{22} est très faible devant les coefficients β_{31} et β_{33} , c'est à dire que la principale contribution du courant photovoltaïque est dirigée selon l'axe C quelque soit la direction de la polarisation linéaire de la lumière.

Dans le cas d'un cristal en circuit ouvert le champ photovoltaïque en régime établi lors d'une illumination uniforme est donné par l'expression suivant :

$$E_{ph} = J_{ph}/\sigma \quad (2.42)$$

avec σ la conductivité du cristal.

Ce champ est dirigé dans la direction positive de l'axe C ce qui provoque une baisse d'indice de réfraction. Des champs photovoltaïques supérieurs à 50kV/cm [147] ont été obtenus dans le LN ce qui a permis d'atteindre des variations d'indices de l'ordre de 10^{-3} [97].

Dans notre étude on va s'intéresser à ce champ PV en étudiant l'influence de la polarisation et de l'intensité de la lumière sur ce dernier et ainsi pouvoir d'une part déterminer le rapport entre β_{31} et β_{33} et d'autre part caractériser l'évolution du courant J_{pv} et du champ E_{pv} dans le matériau.

2.7 L'effet photoréfractif à faible intensité

La composition de LN n'est jamais idéale, des impuretés comme le fer (Fe), le platine (Pt), le plomb (Pb) ou encore l'hydrogène (H) provenant généralement des composants de départ (Li_2CO_3 et Nb_2O_5) ou de pollutions d'origines diverses sont présentes dans la structure cristalline de LN.

Ces impuretés en concentration infime (quelques ppm) dites extrinsèques parce qu'il s'agit d'atomes non constitutifs du matériau (Li, Nb, O), modifient certaines propriétés. Ainsi la conductivité d'obscurité ou la température d'accord de phase pour la génération de second harmonique sont dépendantes de la présence des liaisons OH dans le LN [148, 149]. Par ailleurs l'effet photoréfractif est directement lié à la présence d'atomes de fer. D'après des mesures de spectroscopie [150] seuls les ions Fe^{2+} et Fe^{3+} qui se situent à 2.5 eV de la bande de conduction sont actifs dans le LN. D'autres études utilisant la résonance paramagnétique électronique ont révélé que dans le LN congruent les ions Fe^{2+} et Fe^{3+} sont situés sur des sites lithium, alors que dans le LN stoechiométrique les ions Fe^{3+} occupent des sites niobium [151].

Cette dernière technique permet d'étudier les ions et les molécules qui contiennent des électrons non appariés. Ainsi dans le NL congruent la densité des ions Fe^{3+} est modifiée par les électrons provenant des défauts environnants lors d'une irradiation par un champ magnétique alors que ce n'est pas le cas dans NL stoechiométrique [152]. Ceci prouve que l'augmentation de la concentration de lithium diminue les défauts dans le NL. En effet l'enrichissement en lithium réduit les lacunes de lithium et les antisites niobium Nb_{Li} (atomes de niobium qui occupent les sites de lithium). Ceci mène à la réduction des

centres profonds et ainsi l'effet photoréfractif devient plus faible.

Les premières équations mathématiques qui décrivent correctement cet effet ont été établies par Kukharev et. al. en 1979. Même si des études démontrent la limite du modèle à un seul centre actif [153–156], aujourd'hui encore, les équations de ce modèle simple sont la base théorique pour expliquer le comportement des milieux photoréfractifs lors d'une illumination de faible intensité.

Le diagramme de bande du cristal de NL, dans le cas où la concentration des centres profonds fer (Fe^{2+} et Fe^{3+}) est plus importante que celle des polarons¹ libres ($\text{Nb}_{\text{Nb}}^{4+}/\text{Nb}_{\text{Nb}}^{5+}$) ou liés ($\text{Nb}_{\text{Li}}^{4+}/\text{Nb}_{\text{Li}}^{5+}$) sur les sites superficiels, est présenté sur la figure (2.18). On suppose que la conduction est majoritairement due aux électrons par rapport à celle des trous dans la bande de valence.

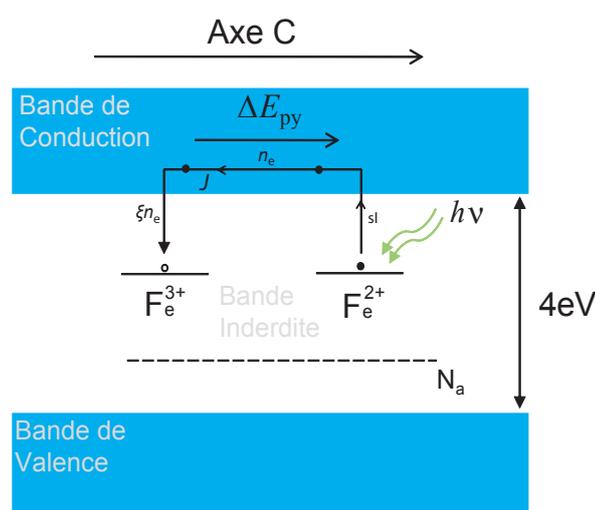


FIGURE 2.18 – Position des impuretés de fer dans le diagramme de bande de LN. ΔE_{py} le champ pyroélectrique dirigé selon l'axe C du LN.

L'illumination du niobate de lithium par une onde du spectre visible ou ultra-violet est partiellement absorbée dans le milieu. Cette absorption se traduit par la génération d'électrons et donc une augmentation du fer ionisé noté Fe^{3+} . Cette densité d'électrons photo-générées à partir des centres profonds neutres (Fe^{2+}) diminue par recombinaison de ceci sur les centres profonds ionisés (Fe^{3+}).

En notant s la section efficace de photo-excitation, ξ le coefficient de recombinaison et

¹ Le polaron désigne un porteur de charge occupant un état localisé dont le puit de potentiel est produit par le déplacement des atomes à partir de leur position d'équilibre en absence du porteur. La dénomination "polaron" provient des propriétés polarisantes de cette quasi-particule.

n_e la densité des électrons dans la bande de conduction, l'équation qui décrit l'évolution de la densité de fer ionisé Fe^{3+} noté N_{Fe^+} en fonction de l'illumination I_{em} s'écrit :

$$\frac{\partial N_{Fe^+}}{\partial t} = s(I_{em} + I_d)(N_{Fe} - N_{Fe^+}) - \xi n_e N_{Fe^+} \quad (2.43)$$

avec I_d l'intensité d'obscurité qui est définie par le rapport β/s (β taux de thermogénération des e^-), cette grandeur intrinsèque du LN est de l'ordre du mW/cm^2 . L'utilisation d'un éclairage de fond ou l'augmentation de la température permet d'augmenter la valeur de I_d . Cette dernière joue un rôle très important dans le contrôle de la non linéarité photoréfractive dans le cas du soliton écran obtenu en régime établi. N_{Fe} représente la densité totale de fer $Fe^{2+} + Fe^{3+}$.

Dans la bande de conduction les électrons se déplacent sous l'influence de plusieurs phénomènes.

L'équation suivante présente la densité de courant par entraînement responsable de la migration de charge dans le LN.

$$\vec{J}_e = e\mu n_e \vec{E} \quad (2.44)$$

Ce processus se produit lorsqu'un champ électrique quelconque \vec{E} (champ électrique appliqué, champ pyroélectrique ou encore champ de charge d'espace) est présent dans le matériau. e et μ sont respectivement la charge et la mobilité des électrons.

En plus de l'entraînement la migration des charges libres est également possible par diffusion et par effet photovoltaïque, ce qui donne les courants respectifs J_D et J_{ph}

$$\vec{J}_D = \mu k_B T \vec{\nabla} n_e \quad (2.45)$$

∇ est l'opérateur gradient.

$$\vec{J}_{ph} = \beta_{ph}(N_{Fe} - N_{Fe^+})I_{em} \cdot \vec{e} \quad (2.46)$$

Le mécanisme de diffusion formulé par l'équation 2.45 est dû à la tendance des charges à se répartir uniformément dans le matériau sous l'effet de l'agitation thermique. En général ce terme est négligeable dans nos travaux. k_B représente la constante de Boltzmann (en $J.K^{-1}$) et T la température absolue exprimée en Kelvin . Le dernier mécanisme désigne l'écoulement des électrons par effet photovoltaïque (\vec{J}_{ph}) (eq. 2.46). Ce courant est

proportionnel à l'éclairement est dirigé majoritairement selon l'axe optique C. β_{ph} est le tenseur photovoltaïque (voir (2.39)).

La distribution de charge présente dans le cristal est donné par :

$$\rho = e(N_{F_e^+} - N_a - n_e) \quad (2.47)$$

N_a est la densité d'accepteurs.

l'équation de conservation de la charge exprime la relation entre la variation de charge et la densité du courant :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0 \quad (2.48)$$

$\vec{\nabla}$ est l'opérateur de la divergence.

La distribution de charge ρ crée un champ de charge d'espace E_{sc} dans le cristal via la formule suivante (loi de Poisson) :

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_0 [\epsilon_r] \vec{E}_{sc}) = \rho \quad (2.49)$$

avec ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide et ϵ_r le tenseur de permittivité diélectrique relative du matériau. Les expressions (2.43 à 2.49) constituent le système d'équations dit de Kukhtarev. Grâce à ce système, l'interaction de la lumière avec les matériaux photoréfractifs peut-être modélisée. A son tour, le NL agit sur la propagation de la lumière car le champ de charge d'espace modifie l'indice de réfraction du milieu par effet électro-optique (eq. 2.33).

2.8 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons exposé les propriétés physiques et optiques du LN utiles dans notre travail. Dans la configuration circuit ouvert, l'effet pyroélectrique induit un champ interne de plusieurs kilovolts par centimètre pour une augmentation de la température de l'échantillon de quelques degrés. La grande résistivité de LN permet de maintenir ce champ plusieurs heures après la stabilisation de la température. La structure imparfaite du LN qui contient des impuretés intrinsèques ou extrinsèques permet la photo-génération des électrons dans la zone éclairée et grâce à des processus de migration ces électrons se déplacent dans la bande de conduction avant d'être repiéégé dans les zones sombres sur

les atomes ionisés. Cette nouvelle distribution de charge génère alors un champ local qui modifie l'indice de réfraction par l'intermédiaire de l'effet Pockels.

Nous allons démontrer dans le chapitre suivant que l'effet photoréfractif associé à l'effet pyroélectrique permet l'observation de l'autofocalisation.

Chapitre 3

Focalisation par effet pyroélectrique : expérience et modélisation

Dans ce chapitre nous allons présenter tout d'abord le concept et la démonstration expérimentale de la focalisation pyroélectrique et la génération du soliton spatial pyroélectrique que nous avons nommé "Pyroliton". Ensuite on va décrire le modèle numérique 3D qui résout l'équation de propagation dans un milieu photoréfractif pyroélectrique. Ce modèle numérique permet de calculer en fonction du temps la distribution d'indice photo-induite et donc l'évolution du faisceau au cours du temps. Ce modèle très général va être utilisé pour simuler la focalisation pyroélectrique et comprendre la propagation du pyroliton.

3.1 Concept et démonstration expérimentale du soliton spatial brillant pyroélectrique : Pyroliton

3.1.1 Concept de l'autofocalisation par effet pyroélectrique

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent le LN dans sa phase ferroélectrique se caractérise par une polarisation spontanée qui est dépendante de la température. En conséquence un champ électrique ΔE_{py} apparaît au coeur du matériau. Ce champ reste plusieurs heures en place grâce à la grande résistivité du matériau ($\rho = 3.8 \cdot 10^{13} \Omega.m$). L'idée est d'exploiter ce champ interne ΔE_{py} pour générer un soliton spatial brillant.

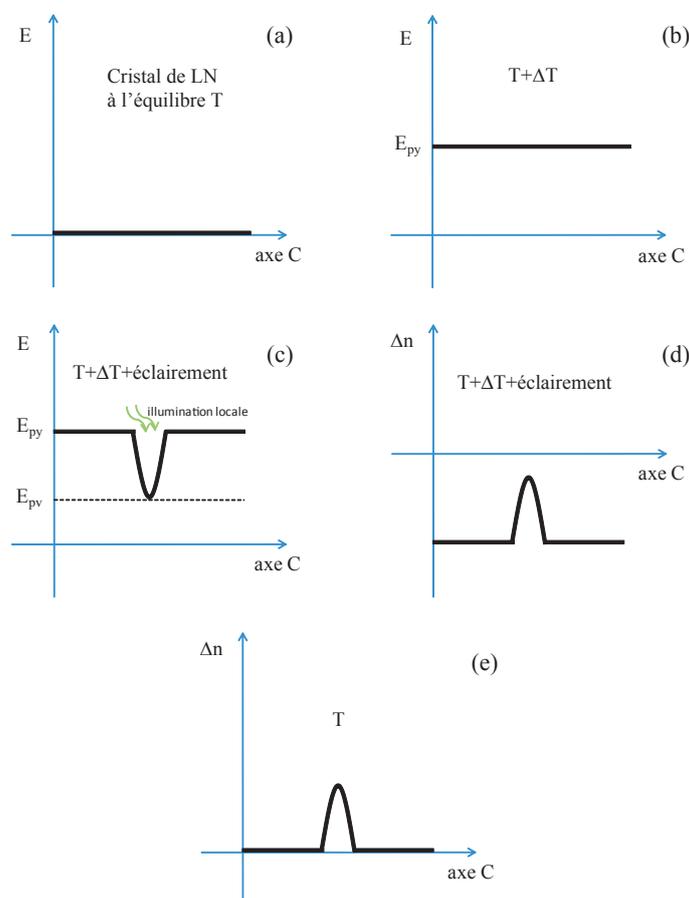


FIGURE 3.1 – Principe de formation d'un soliton spatial brillant en exploitant l'effet pyroélectrique dans le LN. Distribution de champ (a, b, c) et d'indice (d, e).

Le phénomène de base pour former un soliton spatial pyroélectrique est d'écranter le champ ΔE_{py} par effet photoréfractif ce qui a pour effet de créer dans la zone éclairée une augmentation d'indice capable de piéger le faisceau lumineux. Le principe utilisé pour obtenir l'autofocalisation par effet pyroélectrique est illustré sur la figure 3.1.

A l'équilibre, à température ambiante aucun champ n'est présent dans le matériau (fig. 3.1a). En revanche si on augmente la température de l'échantillon de quelques degrés un champ pyroélectrique constant $\Delta E_{py} > 0$ dirigé suivant l'axe c se met en place (fig. 3.1b). Si on éclaire localement le cristal avec une onde qui active l'effet photoréfractif un champ de charge d'espace qui s'oppose au champ pyroélectrique peut se mettre en place. La valeur minimale de ce champ est limitée par le champ photovoltaïque E_{ph} (fig. 3.1c). Ce champ de charge d'espace inhomogène induit par effet électro-optique une distribution d'indice dont la valeur est maximale au centre du faisceau (fig. 3.1d) ce qui permet de piéger la lumière.

Lorsque le cristal revient à sa température initiale et que l'éclairement est arrêté la variation d'indice ainsi créée est mémorisée dans le matériau (fig. 3.1e).

3.1.2 Choix de la configuration

Dans le LN l'effet pyroélectrique produit un champ dirigé selon l'axe C (Z). D'après l'étude de l'effet électro-optique dans le niobate de lithium détaillée dans le chapitre précédent, la variation d'indice la plus forte est vue pour une onde polarisée suivant l'axe C. De ce fait le choix de la coupe de nos échantillons se porte sur la configuration décrite sur la figure 3.2. Ces échantillons sont coupés dans des wafers coupe Z. La propagation est selon l'axe cristallographique Y.

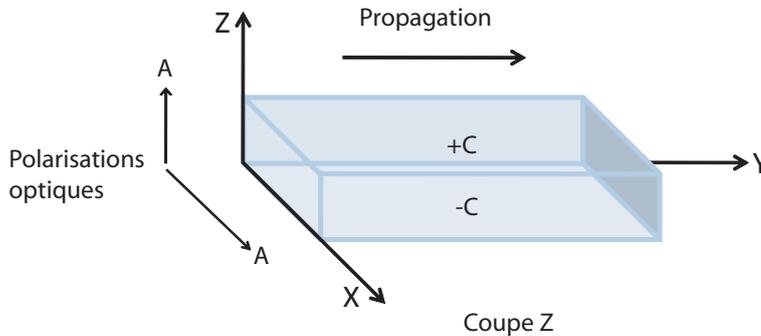


FIGURE 3.2 – Configuration utilisée pour notre étude expérimentale

L'expression de la variation d'indice dans le matériau dépendra simplement de la polarisation du champ optique.

Pour une polarisation extraordinaire (selon l'axe Z), la variation d'indice induite par le champ pyroélectrique ΔE_{py} est la suivante :

$$\Delta n_e = -\frac{1}{2}r_{33}n_e^3\Delta E_{py} \quad (3.1)$$

Alors que pour une polarisation ordinaire (selon l'axe X), la variation d'indice est donnée par :

$$\Delta n_o = -\frac{1}{2}r_{13}n_o^3\Delta E_{py} \quad (3.2)$$

Finalement on précise que dans cette configuration en régime d'autofocalisation la variation d'indice pour les deux polarisations est induite par la seule composante du champ de charge d'espace E_z .

$$\Delta n_{e/o} = -\frac{1}{2}r_{33/13}n_{e/o}^3E_z \quad (3.3)$$

En revanche si la propagation est effectuée selon l'axe X. La composante E_y intervient également dans la variation d'indice pour une polarisation ordinaire [35, 78].

$$\Delta n_o = -\frac{1}{2}n_o^3(r_{13}E_z + r_{22}E_y) \quad (3.4)$$

Afin de simplifier les interprétations nous avons choisis une propagation selon l'axe Y.

3.1.3 Autofocalisation pyroélectrique

Dans nos échantillons de LN nous avons mesuré un coefficient pyroélectrique ($p = \partial P/\partial T$) de l'ordre de $-6.10^{-5}\text{C m}^{-2}\text{K}^{-1}$ à $T = 32^\circ\text{C}$ (fig. 2.12), cette valeur est en accord avec celles données dans la littérature [135]. Pour une variation de température ΔT de 10°C le champ pyroélectrique $\Delta E_{py} = 1/\epsilon_0\epsilon_r p\Delta T$ généré selon l'axe C est alors proche de 24kV/cm . Nous avons exploité ces fortes valeurs du champ pyroélectrique pour effectuer la démonstration expérimentale de l'autofocalisation pyroélectrique.

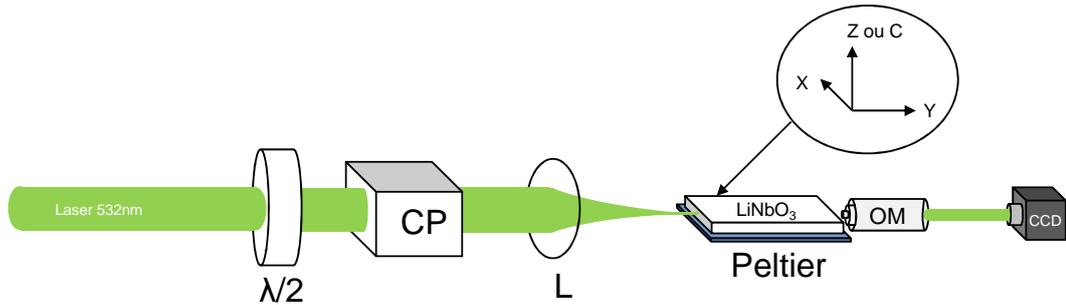


FIGURE 3.3 – Montage expérimental pour l'obtention de la focalisation pyroélectrique. $\lambda/2$: lame demi-onde, CP : cube polariseur, L : lentille convergente et OM : objectif de microscope.

Le montage expérimental décrit sur la figure 3.3 se compose d'un laser continu émettant une puissance de 50mW à la longueur d'onde de 532nm. La puissance du faisceau est ajustée par l'association d'une lame demi-onde ($\lambda/2$) et d'un polariseur CP. Ce dernier permet de polariser l'onde électromagnétique linéairement selon l'axe Z (C) du cristal. Une lentille convergente L focalise le faisceau laser sur la face d'entrée d'un échantillon de niobate de lithium congruent de qualité photonique. En régime linéaire l'onde se propage dans le cristal selon l'axe Y et diffracte avant d'atteindre la face de sortie du cristal. Cette

dernière est imagée par un objectif de microscope OM sur une caméra CCD. L'échantillon de LN est placé entre une plaque en plastique¹ et une plaque métallique. Cette dernière est contrôlée en température par un élément à effet Peltier. Ce dispositif fournit une température homogène au cristal avec une stabilité de 0.1°C.

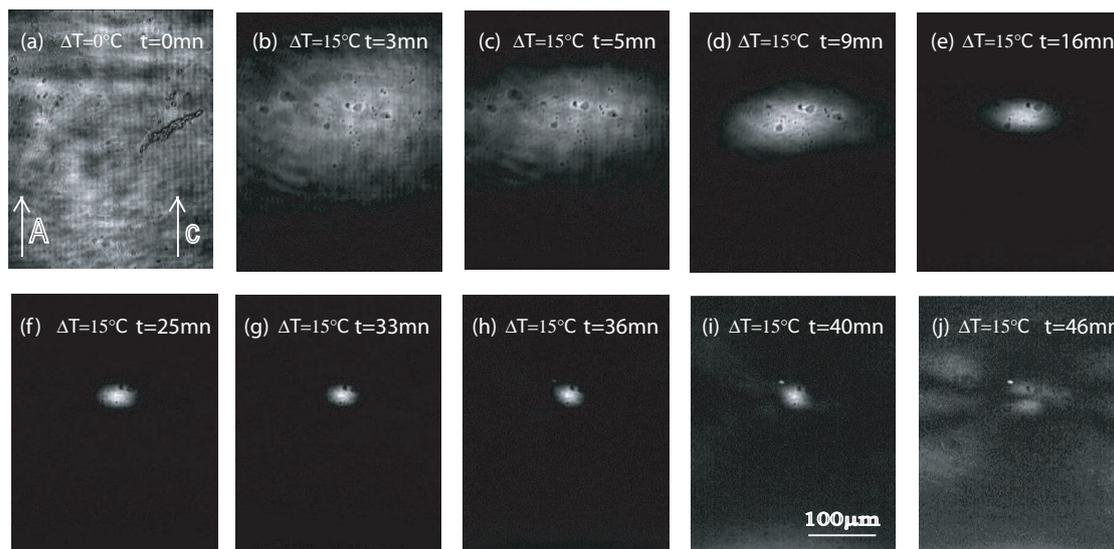


FIGURE 3.4 – Dynamique de l'autofocalisation pour une polarisation extraordinaire de l'onde optique A du faisceau laser $\lambda = 532\text{nm}$ par effet photoréfractif dans un cristal de LN dont la température a été augmentée de 15°C par rapport à la température d'équilibre.

Dans une première expérience on augmente la température du cristal de 15°C et quelques minutes après la stabilisation de la température on injecte le faisceau laser dans l'échantillon. La dynamique de focalisation observée est présentée sur la figure 3.4. Les paramètres de l'expérience sont : dimensions du cristal $Y \times X \times Z = 20\text{mm} \times 8\text{mm} \times 0.5\text{mm}$, puissance $P = 15\mu\text{W}$ et largeur du spot d'entrée mesuré à mi-hauteur² vaut $12\mu\text{m}$ ce qui donne une intensité I de $I \approx 10^5\text{W}/\text{m}^2$.

Initialement on observe en sortie un spot de grande dimension ($370\mu\text{m}$) à cause de la diffraction (fig. 3.4a). Au fur et à mesure que l'effet photoréfractif se développe la lumière se confine progressivement. Dans un premier temps la focalisation est plus forte selon l'axe C du cristal (figs. 3.4b-d)) puis apparaît selon l'axe X jusqu'à atteindre finalement un spot bien confiné et légèrement elliptique à $t = 33\text{mn}$ (fig. 3.4g). Cette dynamique de focalisation est similaire à celle déjà observé dans des expériences où une tension est appliquée au cristal [99]. Si on laisse le processus se poursuivre au delà de ce maximum de focalisation le faisceau se distord légèrement (fig. 3.4h, i) avant de se disloquer à $t = 46\text{mn}$

¹ La plaque en plastique sert seulement à maintenir l'échantillon et en aucun cas à éliminer l'effet piézoélectrique. Dans toutes nos expériences l'échantillon est libre de se dilater ce qui permet de profiter de la plus forte valeur du coefficient pyroélectrique [157].

² Dans ce manuscrit la largeur des faisceaux laser est mesuré toujours à mi-hauteur (Full Width Half Maximum en anglais, soit FWHM).

(fig. 3.4j). Cette dislocation montre que le processus de l'autofocalisation s'est poursuivi jusqu'à atteindre une surfocalisation. La forte nonlinéarité est à l'origine de ce phénomène.

Dans cette expérience la focalisation a été réalisée après avoir attendu que la température de l'échantillon soit stabilisée. Une température homogène est donc atteinte dans le volume du cristal. On peut déduire que c'est la variation de température qui est à l'origine de la focalisation et en aucun cas un gradient de température dû à une différence de température entre les faces +C et -C.

Nous apportons ici deux vérifications supplémentaires qu'accréditent qu'aucun gradient de température n'est présent dans l'échantillon.

La première consiste à calculer le temps de diffusion de la température dans le matériau. L'équation de la diffusion de la température s'écrit ainsi :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \Delta T \quad (3.5)$$

avec λ production volumique de chaleur (W/m^3), ρ masse volumique (Kg/m^3), c chaleur spécifique ($J/kg.K$) et ΔT laplacien de la température.

Si on considère le cas 1D en régime établi l'équation devient :

$$\frac{T}{\tau} = \frac{\lambda}{\rho c} \frac{T}{e^2} \quad (3.6)$$

Ce qui nous donne le temps caractéristique de la diffusion thermique τ :

$$\tau = \frac{e^2}{D} \quad (3.7)$$

e est la longueur selon laquelle la diffusion thermique se produit et $D = \frac{\lambda}{\rho c}$ le coefficients de diffusion thermique exprimé en $m^2.s^{-1}$.

D'après la figure 3.5 on voit que le système de contrôle de température se compose un élément à effet Peltier sur lequel on pose une plaque métallique en aluminium et un échantillon de niobate de lithium. Donc quand la température de l'élément Peltier change la diffusion thermique permet d'abord de chauffer la plaque métallique avant d'atteindre l'échantillon de LN. Le temps de diffusion thermique total peut s'écrire par la relation suivante :

$$\tau_{tot} = e_1^2/D_{Alum} + e_2^2/D_{LN} \quad (3.8)$$

avec e_1 et e_2 les épaisseurs respectives de la plaque métallique ($e_1 = 4mm$) et de l'échantillon du niobate de lithium ($e_2 = 0.5mm$).

D_{Alum} et D_{LN} les coefficients de diffusion thermique de l'aluminium ($D_{Alum} = 9.8 \times 10^{-5}$

$m^2.s^{-1}$) et du niobate de lithium ($D_{LN} = 10 \times 10^{-7} m^2.s^{-1}$ [158]). On trouve que :

$$\tau_{tot} = (4 \times 10^{-3})^2 / 9.8 \times 10^{-5} + (0.5 \times 10^{-3})^2 / 10 \times 10^{-7} = 413ms.$$

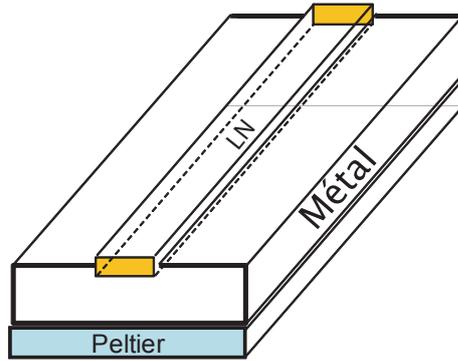


FIGURE 3.5 – Schéma du support de l'échantillon de LN.

Pour une variation de température de 10°C le système de régulation met 30s pour atteindre la consigne. On déduit donc que si la température de l'échantillon peut en théorie atteindre la température désirée en un temps inférieur à 0,5ms le temps de stabilisation est en pratique imposé par la régulation de température.

La seconde vérification est expérimentale et consiste à réaliser l'expérience qui suit. L'échantillon est chauffé de 30°C pendant 17h. On réalise ensuite l'expérience d'autofocalisation (figures 3.6a-d). Les paramètres de l'expérience sont similaires à l'expérience précédente à part la puissance du faisceau laser qui a été augmentée à $40\mu\text{W}$. On constate que la focalisation se produit mais apparaît lentement et elle est beaucoup moins efficace. Cette efficacité moindre est due à une baisse du champ pyroélectrique en raison d'une compensation des charges pyroélectriques par des charges libres internes (fig. 2.8). Lorsque l'on augmente à nouveau la température de l'échantillon de 10°C c'est à dire que l'on passe de 50°C à 60°C une focalisation efficace et rapide est observée (figures 3.6e-h). Le faisceau laser a été coupé lors de la variation de température de 50°C à 60°C . Seulement 10 minutes après la stabilisation de la température à 60°C le faisceau a été refocalisé sur la face d'entrée du cristal.

La focalisation pyroélectrique a donc tendance à disparaître avec le temps mais une nouvelle augmentation de température permet de retrouver à nouveau l'efficacité de la focalisation pyroélectrique. Ce comportement est en accord avec le rôle central joué par le champ pyroélectrique.

Nous pouvons donc résumer le phénomène de la focalisation pyroélectrique de la façon suivante : le champ pyroélectrique qui est dirigé dans le même sens que l'axe C du cristal est écranté localement par la lumière via l'effet photoréfractif. Cette diminution locale et progressive du champ interne génère une augmentation graduelle d'indice de réfraction

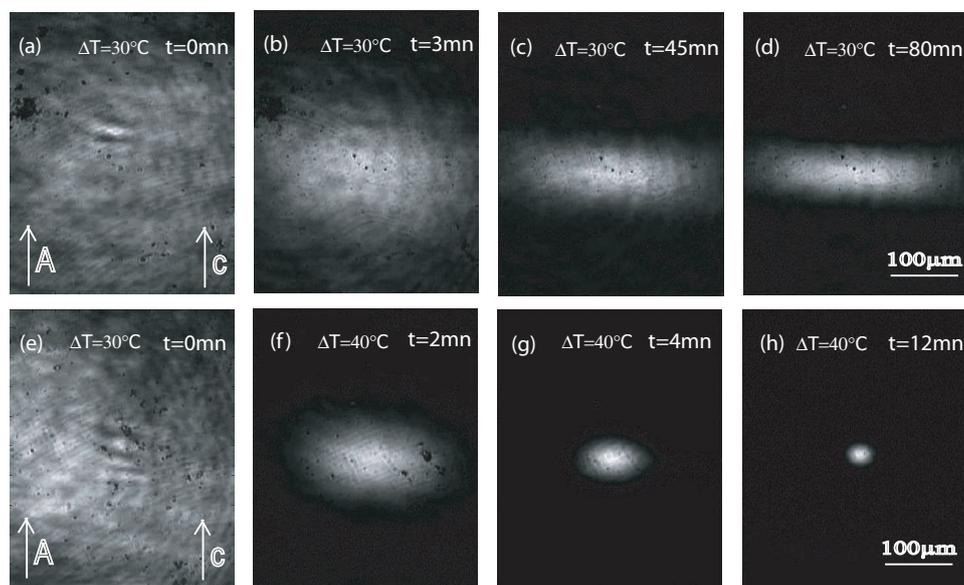


FIGURE 3.6 – Dynamique de l'autofocalisation pyroélectrique dans un échantillon placé 17h à 30°C (a-d) et puis après une augmentation de la température de 10°C (e-h).

(figure 3.1) qui piège progressivement la lumière.

Si on considère maintenant une diminution de la température, le sens du champ pyroélectrique est inversé ($\Delta E_{py} < 0$) et ainsi une baisse de l'indice de réfraction est obtenue. Les résultats de l'expérience sont présentés sur la figure 3.7. A partir de la température ambiante nous avons diminué la température de l'échantillon de 10°C , puis un faisceau laser de $30\mu\text{W}$ de puissance est focalisé sur la face d'entrée du cristal. On observe qu'une défocalisation est obtenue à $t = 12\text{mn}$ (fig. 3.7d). Les petites taches sombres présentes dans la figure 3.7d sont dues au phénomène de condensation qui forme des gouttes d'eau sur le cristal.

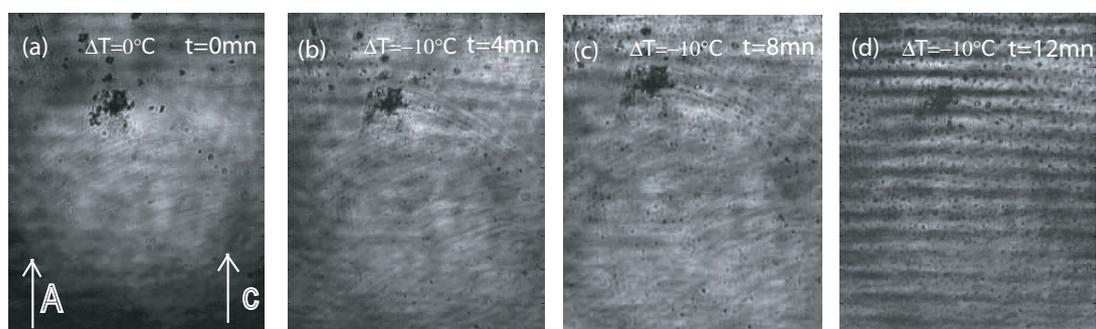


FIGURE 3.7 – Effet d'une diminution d'une température $\Delta T < 0$

3.1.4 Influence de la puissance optique et de la variation de température

Nous nous intéressons ici au temps de réponse du phénomène. Deux paramètres influencent particulièrement la dynamique, l'intensité du faisceau et ΔT .

3.1.4.1 Influence de la puissance

Les expériences sont réalisées dans un échantillon de LN congruent. On augmente la température du cristal de 10°C et après stabilisation de la température on injecte un faisceau laser ($\lambda = 532\text{nm}$) en un spot de $12\mu\text{m}$ de largeur à mi-hauteur. Plusieurs expériences sont ainsi réalisées en changeant la puissance du faisceau ce qui correspond à des intensités à l'entrée du cristal qui varient dans la plage $10^5\text{W}/\text{m}^2$ à $10^7\text{W}/\text{m}^2$.

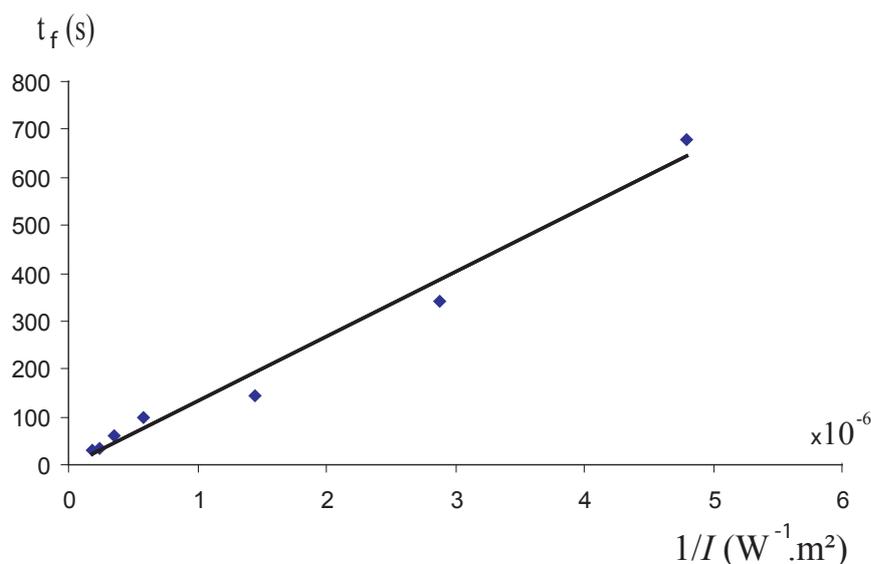


FIGURE 3.8 – Influence de l'intensité I sur le temps de réponse t_f de la focalisation pyroélectrique.

Pour chaque intensité on mesure le temps pour atteindre la focalisation optimale. On constate que l'intensité joue un rôle prépondérant dans le temps de focalisation. En effet il faut un temps de 11mn pour focaliser un faisceau dont l'intensité est de $2.1 \times 10^5\text{W}/\text{m}^2$ alors qu'il suffit de 30s pour un faisceau d'intensité $5.5 \times 10^6\text{W}/\text{m}^2$. La courbe qui donne l'évolution du temps de réponse en fonction de $1/I$ est présentée sur la figure 3.8.

Cette courbe montre que le temps de réponse $t_f(s)$ suit une loi linéaire en fonction de $1/I$. Ce comportement est en accord avec celui observé dans les solitons spatiaux [159]. De plus ceci est cohérent avec la physique de l'effet photoréfractif.

3.1.4.2 Influence de la variation de température ΔT

Après l'étude de l'influence de l'intensité nous allons exposer ici l'influence de la température sur la focalisation pyroélectrique. Pour illustrer le rôle de la variation de température ΔT sur la dynamique de l'autofocalisation pyroélectrique deux expériences similaires sont réalisées pour deux variations de températures ΔT différentes $\Delta T = 8^\circ C$ et $\Delta T = 20^\circ C$. Les paramètres de l'expérience sont : puissance du faisceau = $50\mu W$ ($I = 6 \times 10^5 W/m^2$), $FWHM = 15\mu m$, polarisation extraordinaire et échantillon de LN congruent. Les résultats sont présentés sur la figure 3.9.

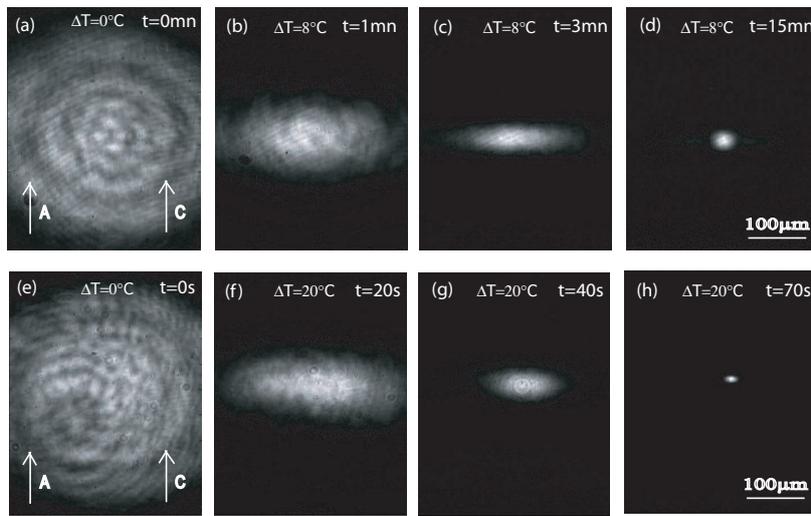


FIGURE 3.9 – Autofocalisation pyroélectrique pour deux températures $\Delta T = 8^\circ C$ (a-d) et $\Delta T = 20^\circ C$ (e-h)

Pour $\Delta T = 8^\circ C$, le maximum de focalisation est obtenu à $16mn$. Le spot est alors elliptique de dimensions $17\mu m \times 20\mu m$ respectivement selon l'axe C et l'axe X du cristal (fig. 3.9d). En comparaison avec la taille du spot d'entrée $15\mu m \times 15\mu m$ cette taille reste supérieure. On peut conclure qu'une variation de température de $\Delta T = 8^\circ C$ n'est pas suffisante pour compenser totalement la diffraction d'un spot de $15\mu m$ de diamètre. En revanche, pour $\Delta T = 20^\circ C$ le maximum de focalisation est atteint à $t = 3mm$ et le spot en sortie mesure $7\mu m \times 10\mu m$ respectivement selon l'axe C et l'axe X (fig. 3.9d).

On déduit donc que la valeur de la variation de température ΔT influence directement le temps de réponse et l'efficacité de la focalisation pyroélectrique. L'influence de l'amplitude du champ pyroélectrique sur le temps de réponse est due notamment à la vitesse de déplacement des électrons qui est dépendantes du champ ($v = \mu E$).

A ce stade une estimation de temps de disparition du champ pyroélectrique semble indispensable pour évaluer si celui-ci peut être considéré constant pendant la durée d'autofocalisation.

3.2 Comportement diélectrique du niobate de lithium

Le LN est un matériau diélectrique avec une très grande résistivité $\rho = 1/\sigma$ ce qui offre la possibilité de charger électriquement ce matériau pour plusieurs heures soit par une impulsion électrique soit par une variation de température grâce l'effet pyroélectrique.

3.2.1 Application d'une tension externe

Dans le cas d'une tension appliquée le cristal se comporte comme un condensateur. Des charges de signes opposés apparaissent sur chaque électrode et induisent un champ électrique interne.

Pour illustrer la capacité du cristal à stocker ces charges électriques. Une tension est appliquée entre les faces C d'un échantillon de LN à l'aide d'un générateur haute tension en série avec un interrupteur. Si on reproduit alors les expériences d'autofocalisation précédentes. La focalisation se produit lorsque le champ électrique appliqué est supérieur au champ photovoltaïque [99]. Cependant cette focalisation s'arrête lorsque la tension électrique est abaissée.

Si on refait exactement la même expérience mais en ouvrant l'interrupteur après avoir appliquée la tension pendant quelques minutes on observe que la dynamique de focalisation continue malgré l'absence de tension appliquée. Dans ce cas la distribution de charges accumulée à la surface des électrodes lors de l'application de la tension n'est pas perturbée, et le champ interne est donc toujours présent. Pour stopper le processus de focalisation il suffit de court-circuiter les faces. Par contre si le circuit reste ouvert la focalisation disparaît après un temps de 8 heures correspondant à la relaxation diélectrique du matériau en raison d'un faible courant interne qui permet un retour à l'état d'équilibre électrique du cristal.

3.2.2 Effet d'un changement de température

Une de nos hypothèses est de considérer que le champ pyroélectrique se maintient pendant un temps long par rapport à la durée de l'expérience d'autofocalisation. Dans l'analyse qui suit nous allons vérifier le comportement de ΔE_{py} au cours du temps.

Pour suivre l'évolution du champ ΔE_{py} en fonction du temps en circuit ouvert on évalue la force de la focalisation pyroélectrique à plusieurs instants t pour une variation de température ΔT fixe. L'expérience débute par mettre l'échantillon à une température stabilisée de 40°C. On effectue ensuite des expériences d'autofocalisation avec un faisceau laser de 532nm, de 10 μm de largeur et de 40 μW de puissance et on observe la dynamique en sortie du cristal. Le maximum de focalisation est analysé pour chaque expérience. En effectuant des expériences successives on peut ainsi suivre l'évolution de la force de la focalisation pyroélectrique en fonction du temps. On note que la durée pour atteindre l'autofocalisation s'échelonne de 2mn pour la première expérience à 80mn pour la dernière expérience.

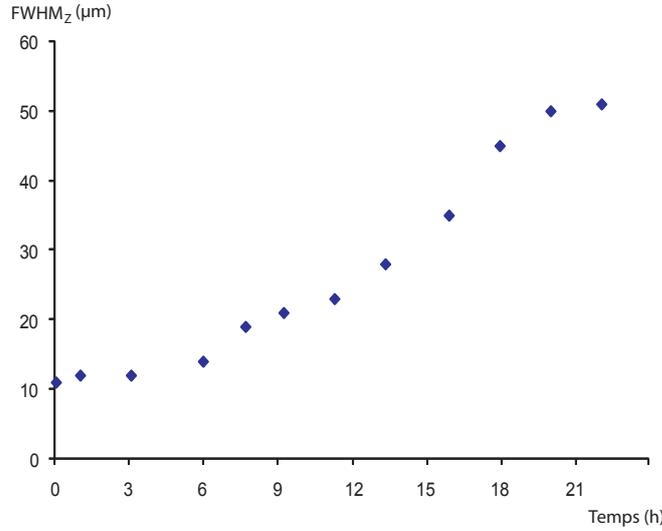


FIGURE 3.10 – Taille minimale atteinte pour le faisceau autofocalisé en fonction du temps d'attente entre la mise en température de l'échantillon (40°C) et le début d'expérience d'autofocalisation.

La courbe de la figure 3.10 présente l'évolution de la taille minimal atteinte en fonction du temps d'attente. On constate que l'autofocalisation est de moins en moins efficace. Pour les trois premières expériences le maximum de focalisation est facilement atteint et des spots d'environ 12µm de diamètre sont obtenus. Cependant à partir d'un temps d'attente d'environ 6h l'autofocalisation devient moins efficace et la taille minimale augmente jusqu'à atteindre 52µm de diamètre pour un temps d'attente de 22h. On précise que ces mesures sont entachées d'incertitudes en raison de la difficulté à déterminer le moment de focalisation notamment lorsque l'autofocalisation devient moins efficace.

Ce comportement est la conséquence directe de la baisse du champ pyroélectrique ΔE_{py} au cours du temps à cause d'une compensation progressive par les charges libres .

Afin de déduire de ces expériences l'évolution de l'amplitude du champ ΔE_{py} on s'appuie sur la théorie des solitons spatiaux brillants. L'évolution de la taille normalisée d'un soliton brillant dans un milieu photoréfractif électro-optique avec champ appliqué est indiqué sur la figure 3.11 [160].

On peut remarquer sur ce graphe que le maximum de focalisation est obtenu en régime quasi-transitoire. C'est dans ce régime que nos expériences ont été réalisées. Cette taille minimal est atteinte pour $\Delta\xi \approx \pi$ où $\Delta\xi$ est donné par [161] :

$$\Delta\xi = \Delta x k n (r_{eff}(V/L))^{1/2} = \frac{\Delta x 2\pi}{\lambda} (2n|\Delta n|)^{1/2} \quad (3.9)$$

avec :

$\Delta\xi$: Dimension normalisé du faisceau r_{eff} : Coefficient électro-optique.

k : Le vecteur d'onde dans le milieu qui vaut $(2\pi n)/\lambda$.

V : Tension appliquée aux bornes du cristal.

L : Epaisseur du cristal.

Δx : Largeur du soliton à mi-hauteur (FWHM).

λ : Longueur d'onde du laser de formation.

n : Indice de réfraction moyen du cristal.

Δn : Variation d'indice induit par effet électro-optique $\Delta n = -0.5n^3 r_{eff} E_0$, $E_0 = V/L$.

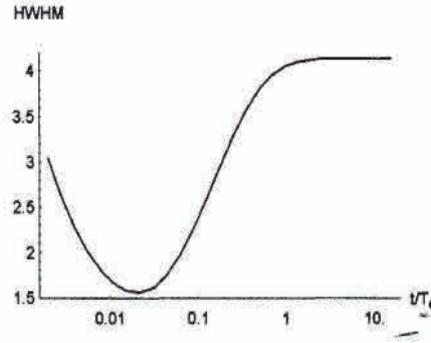


FIGURE 3.11 – Taille normalisé (demi-largeur à mi-hauteur) d'un soliton en fonction du temps

Dans le cas d'un milieu pyroélectrique photovoltaïque le champ appliqué est remplacé par $E_u = \Delta E_{py} - E_{ph}$ où E_u est le champ utile pour créer l'autofocalisation. L'expression du champ utile E_u en fonction de la taille du soliton et de la longueur d'onde est exprimée par la relation suivante :

$$E_u = \left[\frac{\lambda}{2n^2 \Delta x \sqrt{r_{eff}}} \right]^2 \quad (3.10)$$

Grâce à cette relation on peut estimer les valeurs du champ utile E_u qui a permis d'obtenir les résultats expérimentaux de la figure 3.10. L'évolution du champ utile en fonction du temps est donné sur la figure 3.12. Et comme $\Delta E_{py} = E_u + E_{ph}$ et la valeur de E_{ph} est constante pour une intensité donnée, on déduit que l'évolution du champ pyroélectrique ΔE_{py} est similaire à l'évolution du champ utile E_u à la constante E_{ph} près.

On constate que la courbe obtenue peut-être assimilée à une exponentielle décroissante ainsi on déduit la constante de temps qui est caractéristique de l'affaiblissement du champ pyroélectrique. La valeur est proche de 6.4h. Cette valeur nous donne également une estimation sur la valeur de la conductivité σ dans le matériau sachant que $\sigma = \epsilon/\tau = 1.1 * 10^{-14} \Omega^{-1} m^{-1}$ où $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ est la permittivité diélectrique du matériau. Ce résultat est en accord avec les résultats trouvés dans la littérature $\sigma = 7 * 10^{-13} \Omega^{-1} m^{-1}$ [162].

On refait exactement la même expérience mais cette fois-ci dans un cristal de LN stoechiométrique. La figure 3.13 montre l'évolution du champ utile en fonction du temps d'attente.

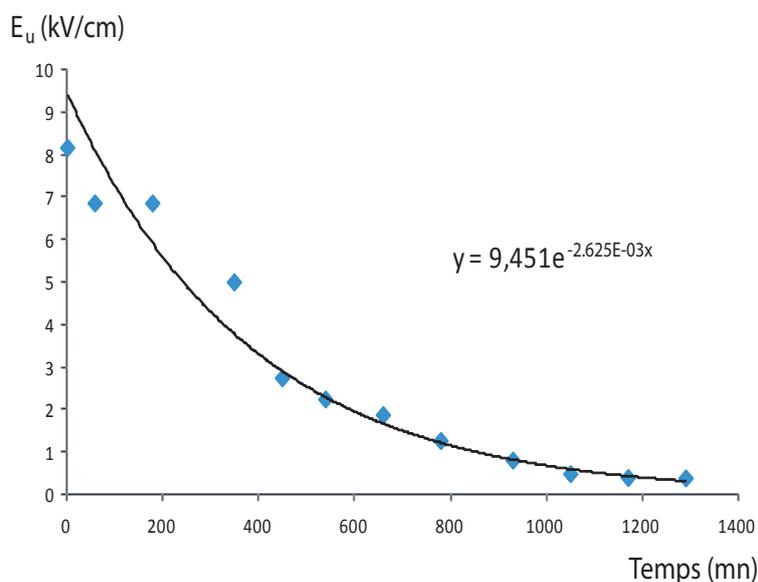


FIGURE 3.12 – Evolution du champ utile E_u en fonction du temps déduite des résultats de l'expérience de la figure 3.10.

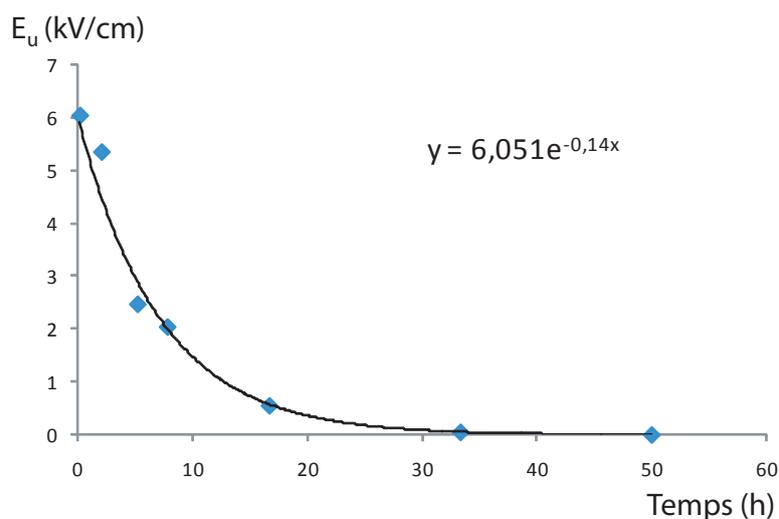


FIGURE 3.13 – Evolution du champ utile E_u responsable de la focalisation pyroélectrique en fonction du temps d'attente après augmentation de la température de 20°C d'un cristal de LN stoechiométrique.

On trouve ici une constante de temps de 7h ce qui correspond à une conductivité dans le noir de $\sigma \approx 0.98 \times 10^{-14} \Omega^{-1} m^{-1}$.

On obtient des valeurs proches dans les deux compositions. On peut donc conclure que la conductivité dans le noir du LN est indépendante de la composition. Cependant notant que LN stoechiométrique réduit ³ a donné des valeurs de conductivité plus élevées ($\sigma \approx 0.98 \times 10^{-9} \Omega^{-1} m^{-1}$) [106].

³La réduction est réalisée par un recuit thermique d'un cristal de LN dans le vide, dans l'hydrogène ou dans un gaz inerte. Les températures de recuit sont généralement comprises entre 400°C et 600°C .

Les caractérisations précédentes de la focalisation pyroélectrique nous permettent de mieux cerner les conditions à respecter afin de former un soliton spatial brillant pyroélectrique.

- Une première condition doit être satisfaite : le temps de formation du soliton pyroélectrique doit être très inférieure au temps de disparition du champ pyroélectrique qui est ici d'environ 6h à une température de 40°C. Ce temps de génération est dépendant de l'intensité optique utilisé voir figure (3.8). On constate qu'il est aisé de remplir ce critère en prenant une intensité $I > 10^4 W/m^2$.
- Afin d'obtenir un régime soliton un second paramètre critique est la valeur du champ utile E_u qui est contrôlée par la variation de température ΔT . Cette valeur de ΔT doit être adaptée à la taille du faisceau que l'on veut piéger. Nous allons démontrer qu'une propagation soliton est possible dans la partie suivante.

3.3 Démonstration expérimentale du pyroliton

Pour la démonstration du pyroliton, le soliton spatial pyroélectrique, on utilise le même montage que pour les expériences précédentes mais en ajoutant un système optique pour visualiser la face d'entrée en même temps que la face de sortie afin de pouvoir comparer avec précision les deux spots. (figure 3.14)

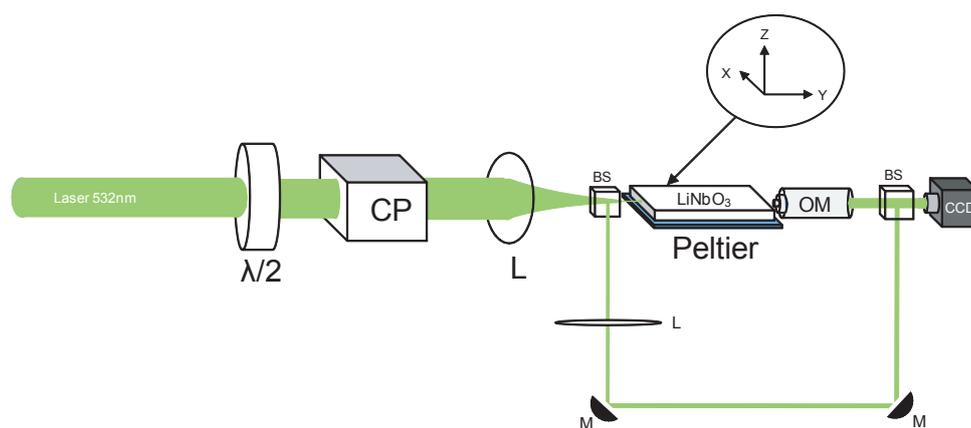


FIGURE 3.14 – Montage expérimental pour la génération du pyroliton

Afin de déterminer les paramètres optimums pour générer un soliton spatial brillant pyroélectrique nous avons commencé par étudier l'influence du changement de température ΔT sur l'efficacité de l'autofocalisation.

Pour cela on injecte un faisceau de $80\mu W$ et de $13\mu m$ de largeur sur la face d'entrée du cristal de LN congruent et on mesure la taille du faisceau minimale atteinte à la sortie du cristal pour différentes valeurs de ΔT . Les résultats sont présentés sur la figure 3.15. Neuf séries de mesures sont effectuées avec une augmentation de $2^\circ C$ de ΔT entre chaque série en partant de la température d'équilibre. On constate que ce faisceau diffracte initialement en un spot de diamètre supérieur à $200\mu m$ en l'absence d'élévation de température ($\Delta T = 0^\circ C$).

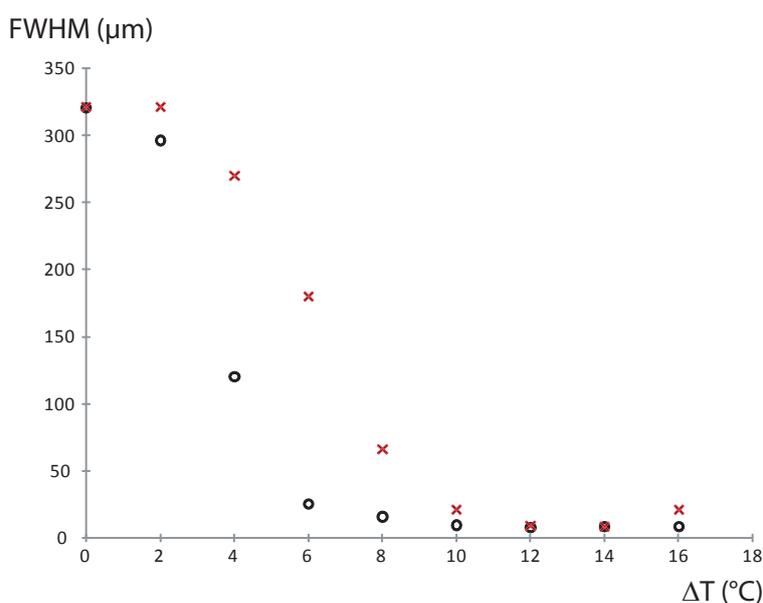


FIGURE 3.15 – Evolution de la taille minimale atteinte en fonction de ΔT , "o" taille selon l'axe C et "x" taille selon l'axe perpendiculaire à C.

Pour ΔT entre $2^\circ C$ et $8^\circ C$ on observe que l'efficacité de focalisation augmente graduellement pour donner un spot elliptique. Cette ellipticité est due au déplacement privilégié des charges suivant l'axe C du cristal axe correspondant à la direction du champ pyroélectrique. Nous verrons lors de la modélisation la distribution asymétrique de la variation d'indice que cela implique. Pour ΔT entre $12^\circ C$ et $14^\circ C$ un spot circulaire de diamètre de $13\mu m$ peut être obtenu. Une trop forte augmentation de température distord le faisceau focalisé comme on peut le constater pour $\Delta T \geq 16^\circ C$.

On déduit que pour avoir un soliton dont la taille est proche de $15\mu m$ de largeur à mi-hauteur une variation de température d'une dizaine de degré est nécessaire.

La figure 3.16 présente la démonstration expérimentale de la génération d'un pyroliton de $15\mu m$ de largeur qui se propage sur 20mm de long en utilisant une variation de température de $10^\circ C$ ($\Delta T = 10^\circ C$) pour un faisceau de $80\mu W$ de puissance. Les profils similaires des spots en entrée (fig. 3.16a) et en sortie (fig. 3.16b) du cristal viennent confirmer la propagation soliton [163]. Le temps d'induction est ici de 10mn.

La propagation soliton de tailles différentes est possible si la valeur de ΔT est adéquate.

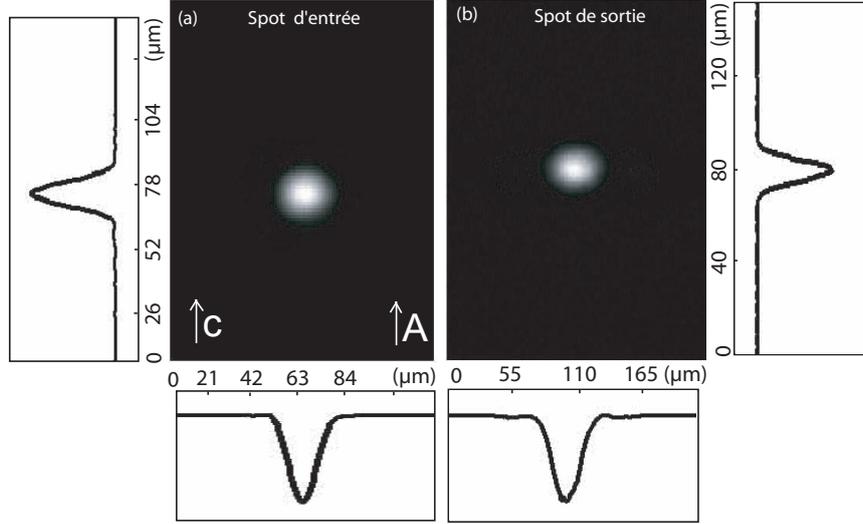


FIGURE 3.16 – Démonstration expérimentale de la génération du pyroliton dans le LN congruent. (a) Distribution d'intensité à l'entrée et (b) distribution d'intensité en sortie. Paramètres : puissance du faisceau $80\mu W$, $15\mu m$ la largeur de faisceau (FWHM) et $10^\circ C$ la variation de température $\Delta T = 10^\circ C$.

Finalement il est important de signaler que l'autofocalisation pyroélectrique se caractérise également par un nettoyage des faisceaux injectés (figure 3.9) qui est un critère de formation de soliton.

Afin de mieux comprendre la physique sous jacente et de venir appuyer l'étude expérimentale nous avons développé un modèle numérique qui permet de prédire la dynamique d'auto-focalisation pyroélectrique qui amène à la génération du pyroliton.

3.4 Description du modèle numérique

Pour calculer la nonlinéarité photoréfractive le modèle numérique s'appuie sur le système d'équations de transport de charge de Kukhtarev [164] qui prend en compte un seul centre profond. Le déplacement des charges libres (électrons) est du au champ électrique, à l'effet photovoltaïque et dans une moindre mesure à la diffusion. Ce système d'équation déjà présenté dans le chapitre 2 est rappelé ici.

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = s(I_{em} + I_d)(N_D - N_D^+) - \xi n_e N_D^+, \quad (3.11)$$

$$\vec{\nabla} \cdot [\epsilon] \vec{E} = \rho, \quad (3.12)$$

$$\rho = e(N_D^+ - N_a - n_e), \quad (3.13)$$

$$\vec{J} = e\mu n_e \Delta \vec{E}_{py} + \mu k_B T \vec{\nabla} n_e + \beta_{ph} (N_D - N_D^+) I_{em} \vec{c}, \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{J}, \quad (3.15)$$

N_D et N_D^+ sont respectivement la densité de donneurs et la densité de donneurs ionisés qui correspondent à la densité de fer et la densité de fer ionisée lorsqu'on considère le fer comme le centre actif principale.

Quelques hypothèses sont faites afin de résoudre ce système : la densité d'électrons est supposée faible par rapport à celle des accepteurs non ionisés ($n_e \ll N_D - N_D^+$) et le taux de création des électrons est négligé devant l'évolution temporelle des charges d'espace. Grâce à ces hypothèses et d'après les équations (3.11) et (3.13)-(3.15), on peut obtenir la densité normalisée de charges libres :

$$\tilde{n}_e = \frac{\eta(I + I_d)(\tilde{N}_D - \tilde{N}_D^+)}{\tilde{N}_D^+}, \quad (3.16)$$

et la densité normalisée de donneurs ionisés

$$\tilde{N}_D^+ = 1 + \tilde{\rho}, \quad (3.17)$$

ce qui nous permet d'écrire l'équation qui régit l'évolution de la densité normalisée de charge d'espace.

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = -\mu \Delta E_{py} \left\{ \vec{\nabla}[\tilde{N}_e] \cdot \vec{E} + \tilde{N}_e \vec{\nabla} \cdot \vec{E} + \frac{k_B T}{e \Delta E_{py}} \Delta \tilde{N}_e \right\} - \mu \eta E_{ph} \vec{\nabla}[(\tilde{N}_D - \tilde{N}_D^+)I] \cdot \vec{c}. \quad (3.18)$$

\tilde{n}_e , \tilde{N}_D , et \tilde{N}_D^+ sont respectivement normalisés par rapport à N_A , $\tilde{\rho}$ est normalisée par rapport à eN_A et \vec{E} le champ électrique est normalisé par rapport à ΔE_{py} . $\eta = s/\xi N_A$ et $E_{ph} = \beta_{ph} \xi N_A / e \mu s$ est le champ photovoltaïque. On rappelle que $\vec{\nabla}$ et Δ opèrent sur les trois coordonnées spatiales x, y et z.

Pour obtenir l'évolution du champ de charge d'espace pour une distribution d'intensité donnée, ce nouveau système d'équations est résolu par une méthode itérative en partant des conditions initiales. Tout d'abord \tilde{n}_e est calculé à partir de l'équation (3.16) en supposant que $\tilde{N}_D^+ = 1$ car à $t = 0$ dans un matériau photoréfractif la densité de donneurs ionisés N_D^+ est égale à celle des accepteurs N_A . Puis grâce à l'équation (3.18) l'évolution de charge d'espace est calculée pour un intervalle de temps Δt . Finalement la densité de donneurs ionisés et de charges libres normalisée à $t = \Delta t$ est déduite respectivement des équations (3.17) et (3.16). La prochaine étape dans la résolution numérique est le calcul

du champ électrique (le champ de charge d'espace) produit par la nouvelle distribution de charge d'espace à $t = \Delta t$.

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi[\epsilon]} \int \int \int_v \rho(\vec{r}') \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV. \quad (3.19)$$

Dans cette phase au lieu de calculer le champ de charge d'espace $\vec{E}_{sc} = \Delta \vec{E}_{py} + \vec{E}(\vec{r})$ par la méthode classique qui utilise l'équation de poisson (3.12) qui n'est pas simple à résoudre dans un milieu anisotrope, le calcul du champ électrique se fait ici à partir de l'équation (3.19) qui peut être résolue en utilisant la transformée de Fourier discrète (en 3D). Cette méthode permet d'obtenir les trois composantes du champ produit par la distribution de charge $\rho(\vec{r}')dV$ dans le volume du milieu V (dV étant un volume élémentaire). L'utilisation de l'équation (3.19) donne un avantage additionnel à ce nouveau modèle numérique 3D.

Finalement et en résumé l'originalité de ce programme est l'utilisation d'une méthode itérative pour le calcul de la distribution de charge ρ dans le volume et la FFT pour le calcul du champ correspondant \vec{E} en fonction du temps. Ces outils de calcul se caractérisent par une faible utilisation des espaces mémoires ce qui permet un échantillonnage plus fin et une propagation sur une vingtaine de millimètres avec des fenêtres transversales assez large pour éviter les effets de repliement lors des grandes diffractions.

A ce stade, avant de commencer la simulation sur la propagation de la lumière dans un milieu photoréfractif et afin de confirmer la validité de la FFT nous allons tester cette méthode. Pour cela nous allons calculer la distribution du champ \vec{E} créée par une sphère uniformément chargée de densité volumique de charge ρ et de rayon R. Les paramètres suivants sont considérés : charge totale de la sphère $Q = 10^{-6}C$ et rayon de la sphère égale à 0.2mm.

La figure 3.17 présente la distribution du champ E générée par cette distribution sphérique de charges. On constate que le champ est fort en surface et décroît en allant soit vers le centre soit vers l'extérieur de la sphère (fig. 3.17a). Le potentiel associé est affiché sur la figure 3.17c, ce dernier est fort au centre et décroît d'une manière symétrique vers la surface pour s'annuler rapidement à l'extérieur de la sphère. Afin de bien illustrer l'évolution du champ E à l'intérieur et en dehors de la sphère, la figure 3.17b présente le profil du champ selon un diamètre, on observe que le champ décroît linéairement vers le centre et décroît quadratiquement vers l'extérieur. On procède de la même façon pour tracer le profil du potentiel (figure 3.17d).

Ces résultats numériques sont en accord parfait avec les résultats donnés par les solutions analytiques. En effet pour une sphère uniformément chargée et de rayon R la littérature nous dit que :

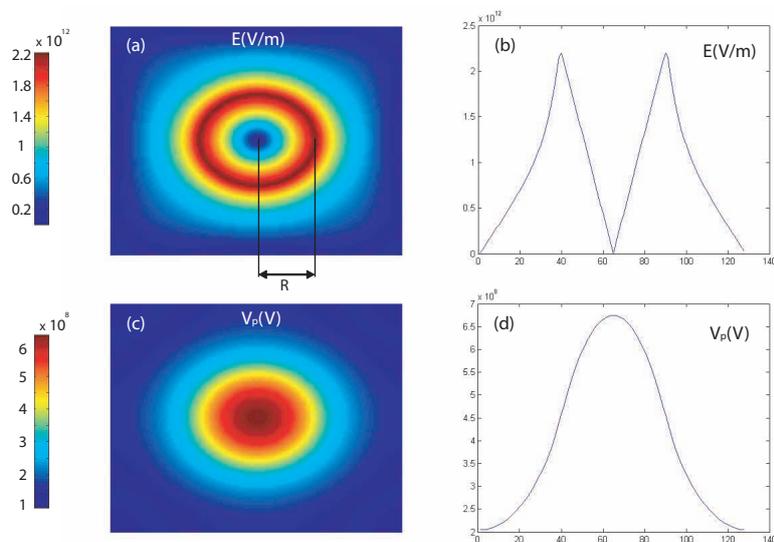


FIGURE 3.17 – Distribution du champ E (a) et du potentiel V (c) et profils du champ (b) et du potentiel (d) selon un diamètre générée pour une sphère uniformément chargée

A l'intérieur de la sphère ($r < R$), le champ électrique s'écrit ainsi :

$$E(r) = \frac{\rho}{3\epsilon_0} r \quad (3.20)$$

ρ et ϵ_0 sont respectivement la densité de charge surfacique et la permittivité relative du vide. Le champ varie linéairement avec r pour s'annuler au centre de la sphère à $r=0$.

A la surface ($r=R$) :

$$E(r) = \frac{\rho}{3\epsilon_0} R \quad (3.21)$$

Le champ est maximal à la surface de la sphère.

A l'extérieur ($r > R$) :

$$E(r) = \frac{\rho}{3\epsilon_0} \frac{R^3}{r^2} \quad (3.22)$$

Le champ décroît en $1/r^2$ à l'extérieur de la sphère.

Un second exemple de vérification plus proche de notre problème de base consiste à calculer la distribution de charge et le champ de charge d'espace produits par effet photoréfractif lors d'une illumination par une distribution lumineuse gaussienne.

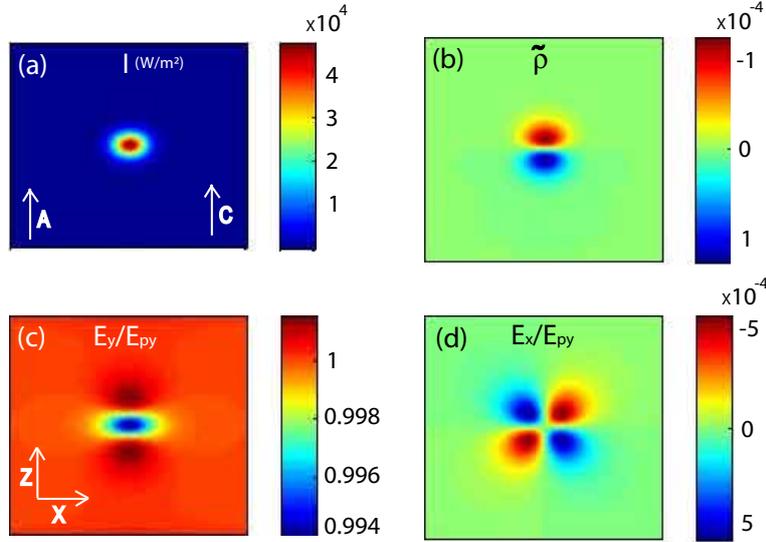


FIGURE 3.18 – (a) distribution d'intensité correspondant à la densité de charge normalisé (b) et (c, d) composantes transverses du champ électrique normalisé aux instants initiaux de la focalisation.

La figure 3.18 montre une étape au début du processus de la photo-induction photoréfractive. La figure 3.18a présente la distribution d'intensité pour ce faisceau de $12\mu m$ de largeur à mi-hauteur et les figures 3.18b-d montrent respectivement, la distribution de charges d'espaces et les composantes du champ électrique $E_y/\Delta E_{py}$ et $E_x/\Delta E_{py}$. La composante $E_y/\Delta E_{py}$ est minimale au centre du faisceau et maximale sur de part et d'autre du faisceau selon l'axe C. Cette distribution de champ est caractéristique de la distribution lumineuse 2D dans un milieu photoréfractif. La distribution $E_x/\Delta E_{py}$ est antisymétrique avec quatre lobes.

sur la distribution d'indice de réfraction pour cette configuration électro-optique ($\Delta n_z = -\frac{1}{2}n_e^3 r_{33} E_z$), cependant elle contribue au déplacement de charges. Ces résultats numériques sont en total accord avec les résultats de la distribution de charge 2D dans un milieu photoréfractif obtenu auparavant par différentes méthodes de résolution [165–167].

A ce stade nous avons validé le calcul des charges et du champ \vec{E} en volume. L'objectif de ce programme numérique est de simuler précisément la propagation des faisceaux lumineux dans un milieu photoréfractif. L'étape suivante va consister à calculer la propagation de la lumière dans un milieu où l'indice de réfraction n subit une perturbation induite Δn par effet électro-optique.

Pour un faisceau laser monochromatique de longueur d'onde λ , la propagation de la lumière est donnée par l'équation paraxial (PWE) :

$$\frac{\partial}{\partial z} A(x, y, z) = i \frac{1}{2k} \nabla_{\perp}^2 A(x, y, z) + i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n A(x, y, z), \quad (3.23)$$

avec $\nabla_{\perp}^2 = (\partial^2/\partial x^2, \partial^2/\partial y^2)$, A_x et A_y sont les composantes transverses du champ optique

et $k = 2\pi n/\lambda$ est le vecteur d'onde dans un milieu non perturbé d'indice de réfraction n . Δn est la variation d'indice induite par le champ de charge d'espace photoréfractif grâce à l'effet électro-optique :

$$\Delta n = -\frac{1}{2}n^3 r_{eff} E_{sc} \quad (3.24)$$

avec r le coefficient électro-optique linéaire de LN et E_{sc} le champ de charge d'espace. Pour une configuration cristallographique et une polarisation données, l'équation (3.24) est parfaitement déterminée. La perturbation d'indice de réfraction Δn dans le volume du cristal peut donc être calculé connaissant E_{sc} à $t = \Delta t$.

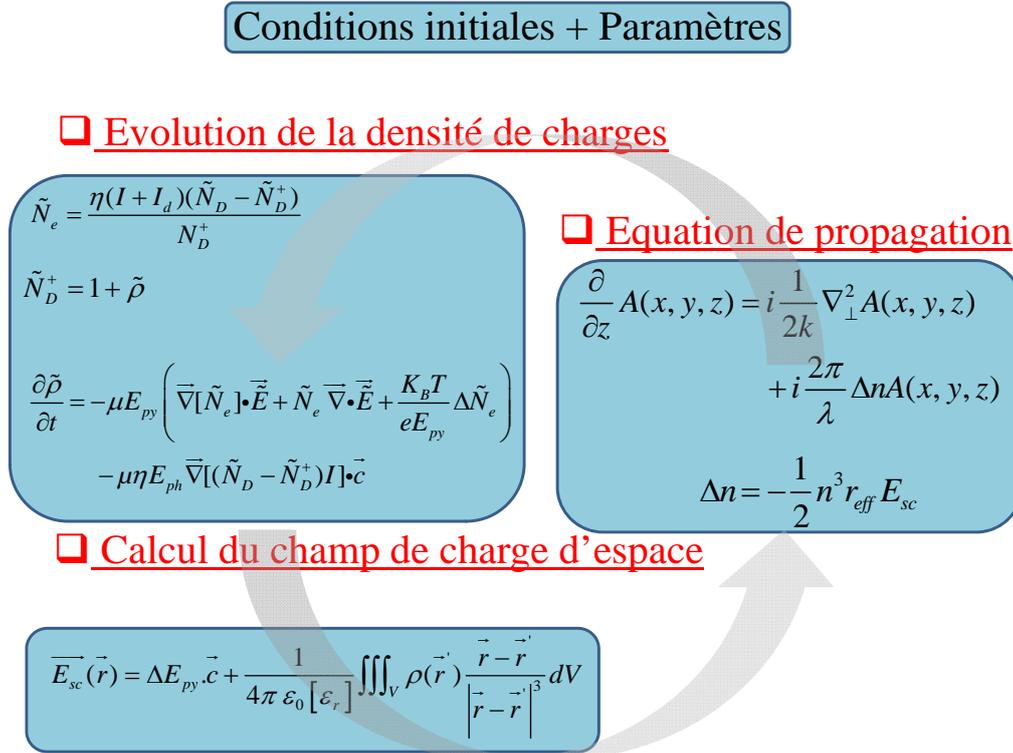


FIGURE 3.19 – Principes et équations traités pour la modélisation numérique de la propagation dans un milieu photoréfractif.

La propagation de la lumière est ensuite calculée dans chaque tranche élémentaire successive traversée à l'aide de la méthode de Split Step Fourier. Ce processus est répété jusqu'à ce que le régime établi soit atteint.

Les étapes du calcul du modèle numérique sont résumées sur la figure 3.19.

3.4.1 Résultats numériques

3.4.1.1 Simulation de la focalisation pyroélectrique

Maintenant que la description du modèle numérique est achevée, on va l'utiliser pour étudier la dynamique de focalisation pyroélectrique photoréfractive.

Pour cela on utilise les paramètres suivants : $P = 50\mu W$, $FWHM = 17\mu m$, $\lambda = 532nm$, polarisation extraordinaire, propagation selon Y, $X \times Y \times Z = 8 \times 20 \times 0.5mm$, $\Delta T = 10^\circ C$ ($24KV/cm$), $E_{ph} = 21kV/cm$, $N_A = 2 \times 10^{23}cm^{-3}$, $N_D/N_A = 2$ et $I_d = I_{max}/100$ avec I l'intensité du faisceau.

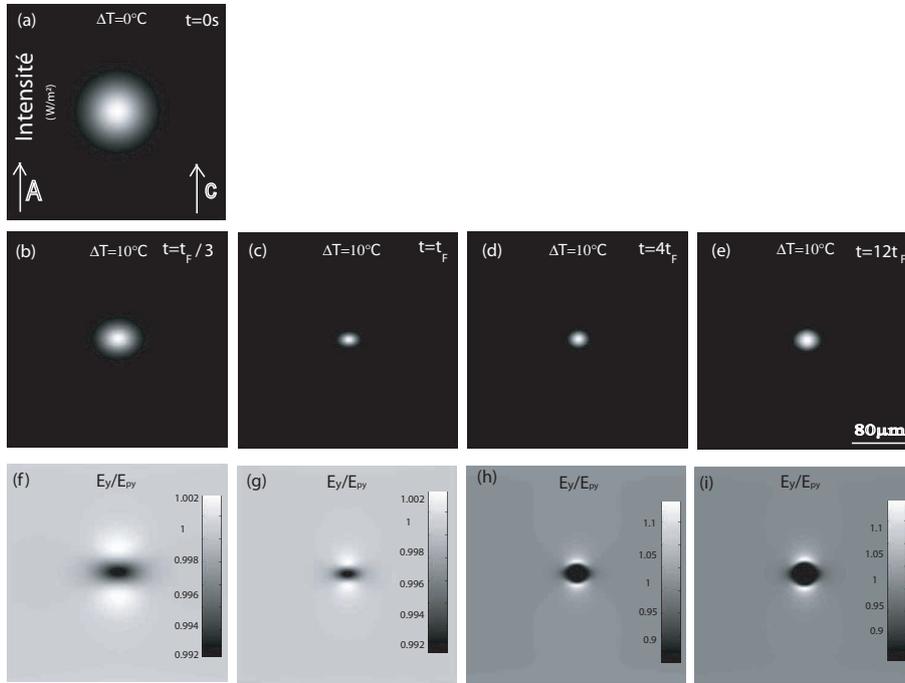


FIGURE 3.20 – Dynamique de l'autofocalisation pyroélectrique (a-e) pour une polarisation extraordinaire dans un échantillon de niobate de lithium de 20mm de long. (f-i) Champ de charge d'espace correspondant aux figures (b-e) respectivement. Paramètres de la simulation numérique : Puissance du faisceau laser $80\mu W$, $\Delta T = 10^\circ C$ ($\Delta E_{py} = 24KV/cm$), $E_{ph} = 21kV/cm$, $N_A = 2 \times 10^{23}cm^{-3}$, $N_D/N_A = 2$ et $I_d = I_{em}/100$.

On constate d'après la figure 3.20 que l'auto-focalisation se met initialement en place en raison de la baisse du champ E_y au centre du faisceau (fig.3.20f,g) jusqu'à atteindre le maximum de focalisation à $t = t_F$ (fig.3.20c). Ensuite au centre du faisceau le champ continu à se creuser jusqu'à atteindre la valeur de saturation qui correspond à la valeur du champ photovoltaïque E_{ph} . Pendant ce processus le faisceau s'élargit (fig.3.20d,e) car la zone de champ écrantée s'élargit (fig.3.20h,i). Cette dynamique correspond à la dynamique d'autofocalisation observée expérimentalement (fig. 3.4). On observe notamment

une autofocalisation maximale en régime transitoire. Régime qui est exploité dans notre étude.

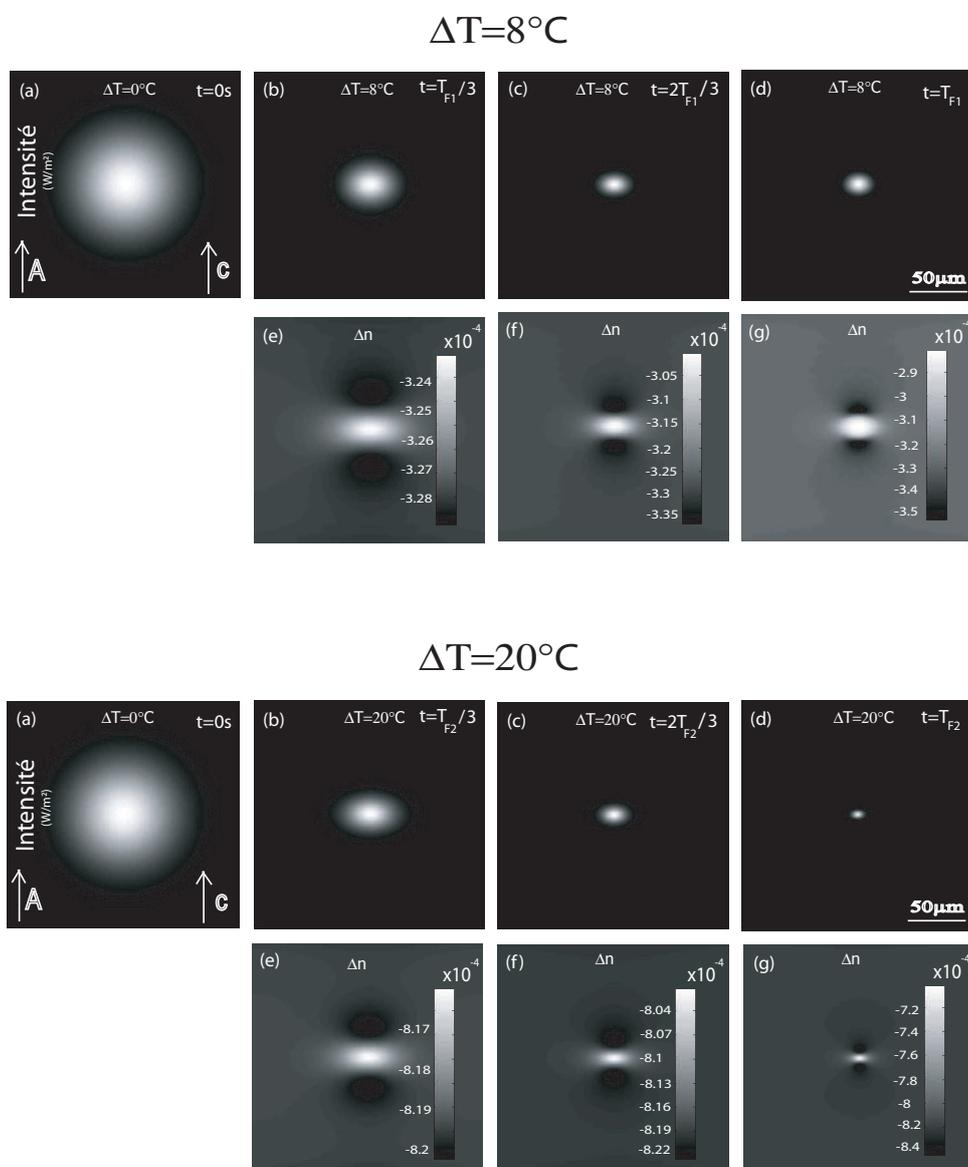


FIGURE 3.21 – Calcul numérique de la dynamique de l'autofocalisation pyroélectrique pour $\Delta T = 8^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ dans un échantillon de niobate de lithium de 20mm de long. Les paramètres de la simulation numérique sont : puissance du faisceau laser $80\mu\text{W}$, $\Delta T = 8^\circ\text{C}$ et 20°C ($\Delta E_{py} = 19\text{KV}/\text{cm}$ et $48\text{KV}/\text{cm}$), $E_{ph} = 19\text{kV}/\text{cm}$, $N_A = 2 \times 10^{23}\text{cm}^{-3}$, $N_D/N_A = 2$ et $I_d = I_{max}/100$.

Dans un deuxième temps on étudie l'influence de l'amplitude du champ pyroélectrique sur l'efficacité de la focalisation pyroélectrique. Les variations de température $\Delta T = 8^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ sont comparées avec les résultats de l'expérience (2.1.3.2). Les paramètres de la simulation sont similaires à la simulation précédente sauf $FWHM = 15\mu\text{m}$ et $P = 53\mu\text{W}$.

Pour $\Delta T = 8^\circ C$ la diffraction linéaire (fig. 3.21a) n'est pas totalement compensée car la taille du spot au maximum de focalisation ($16\mu m \times 19\mu m$) (fig. 3.21d) est plus large que la taille du spot d'entrée ($15\mu m \times 15\mu m$) ce qui est dû à la trop faible variation d'indice Δn (fig. 3.21g). En revanche pour $\Delta T = 20^\circ C$ on observe une surfocalisation. La taille du spot de sortie $6\mu m \times 9\mu m$ (fig. 3.21d) est plus petite que la taille du spot d'entrée ($15\mu m \times 15\mu m$) en raison d'une trop forte variation d'indice Δn (fig. 3.21g).

Dans les deux cas l'autofocalisation se produit grâce à l'augmentation progressive de la variation d'indice Δn au cours du temps. Cependant une forte variation de température permet d'induire une modulation d'indice plus importante et plus rapide. Le rapport entre t_{F1} et t_{F2} vaut 8, cette valeur est proche de la valeur obtenue expérimentalement qui est de $\frac{t_{\Delta T=20^\circ C}}{t_{\Delta T=8^\circ C}} = 12$ (fig. 3.9). Finalement ces résultats numériques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux (fig. 3.9).

Ces deux expériences numériques expliquent de façon satisfaisante le comportement observé expérimentalement.

3.4.2 Génération du pyroliton : modélisation

Le but est de montrer par le calcul que la génération du pyroliton est possible. Les paramètres numériques sont ici choisis de manière à respecter les conditions expérimentales. On prend donc le cas d'un faisceau laser à 532nm polarisé selon l'axe C (polarisation extraordinaire) focalisé sur la face d'entrée en un spot de $15\mu m$ de largeur à mi-hauteur (figure 3.22a). En régime linéaire le faisceau se propage selon l'axe Y sur une distance de 20mm de long pour donner par diffraction un spot de $150\mu m$ de diamètre (figure 3.22b). La variation de température utilisée est $\Delta T = 10^\circ C$.

En régime non linéaire l'effet photoréfractif se met progressivement en place et l'autofocalisation atteint un maximum à $t = t_F$ (figs. 3.22c et d). La figure 3.22e illustre la distribution de la composante z du champ électrique en régime établi.

Loin du faisceau laser le champ électrique E_z est égal au champ pyroélectrique ΔE_{py} alors que dans la partie centrale du faisceau le champ est moindre à cause de la présence du champ de charge d'espace photoréfractif qui s'oppose au champ pyroélectrique pour donner une valeur du champ proche du champ photovoltaïque intrinsèque $E_{ph} = 19kV/cm$. Puisque la variation d'indice (fig. 3.22f) est proportionnelle à l'opposé du champ électrique une structure guidante est ainsi générée dans le matériau à condition que le champ pyroélectrique soit supérieur au champ photovoltaïque. La figure 3.22e met également en évidence l'anisotropie de l'effet photoréfractif qui fait apparaître deux minima locaux selon l'axe C ce qui est typique de la distribution de charge 2D comme il a été observé dans les solitons écrants [167].

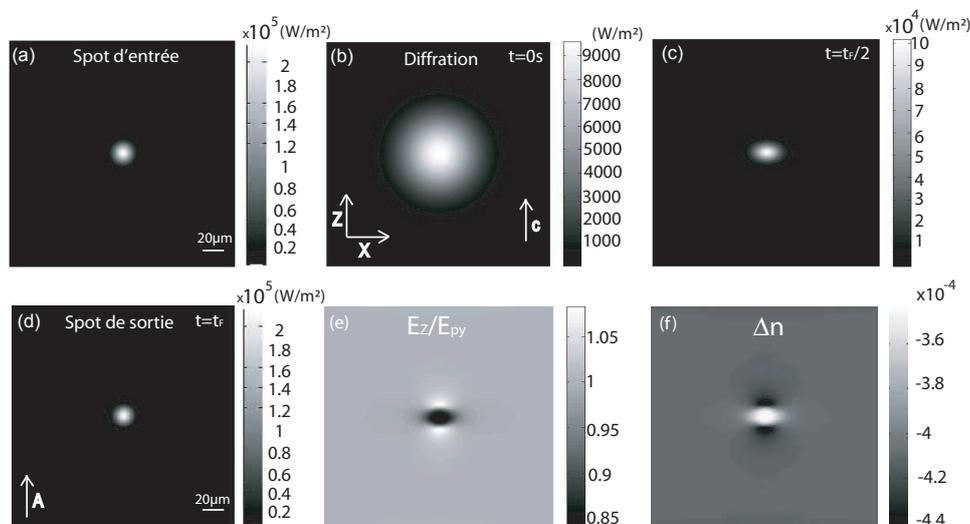


FIGURE 3.22 – Calcul numérique de l'autofocalisation pyroélectrique pour une polarisation extraordinaire dans un échantillon de niobate de lithium de 20mm de long. Les paramètres de la simulation numérique sont : Puissance du faisceau laser $80\mu W$, $\Delta T = 10^\circ C$ ($\Delta E_{py} = 24KV/cm$), $E_{ph} = 19kV/cm$, $N_A = 2 \times 10^{23} cm^{-3}$, $N_D/N_A = 2$ et $I_d = I_{max}/100$.

Cette distribution d'indice anisotrope donne en général un faisceau légèrement elliptique avec un confinement plus fort selon l'axe C. Mais pour des paramètres bien choisis un faisceau circulaire à la sortie du cristal avec une taille similaire au spot d'entrée est obtenue lorsque le maximum de focalisation est atteint (figs. 3.22a et d) ce qui correspond à une propagation solitonique.

3.5 Conclusions

L'exploitation du champ pyroélectrique et la grande résistivité de LN permettent d'obtenir une focalisation pyroélectrique. Cette technique, très simple à mettre en oeuvre, permet de réaliser des guides d'ondes. La focalisation photoréfractive pyroélectrique se caractérise par sa forte non linéarité générée par une simple augmentation de température. Nous avons montré que ce contrôle permet l'induction d'un soliton spatial brillant pyroélectrique appelé "Pyroliton". En revanche une trop forte non linéarité mène à l'observation d'une surfocalisation. La démonstration de la focalisation pyroélectrique a été réalisée dans un échantillon de niobate de lithium congruent. Les résultats expérimentaux ont été confirmés à l'aide d'un modèle numérique 3D qui prend en compte la dynamique de l'effet photoréfractif.

Chapitre 4

Etude approfondie de la focalisation par effet pyroélectrique

Afin de caractériser plus précisément le phénomène d'autofocalisation par effet pyroélectrique que nous avons mis en évidence nous allons effectuer des caractérisations complémentaires. On va commencer tout d'abord par étudier la focalisation pyroélectrique dans un échantillon de LN de composition stoechiométrique (SLN) ($c_{Li} \approx 50\%$) ensuite nous allons analyser l'influence de la polarisation optique et l'intensité du faisceau sur la dynamique de la focalisation dans des échantillons de LN stoechiométriques (SLNs) et congruents (CLNs). Enfin, on clôturera ce chapitre par un ensemble de résultats sur les propriétés guidantes, des guides photo-induits par effet pyroélectrique.

4.1 Focalisation pyroélectrique dans LN stoechiométrique.

Dans le chapitre précédent nous avons démontré la focalisation pyroélectrique dans le LN congruent, ici nous allons présenter ce comportement dans un cristal de LN de composition stoechiométrique.

4.1.1 Démonstration expérimentale

Nos échantillons de LN de composition stoechiométrique ($C_{Li} = 50\%$) utilisés dans ces travaux proviennent d'un wafer de coupe Z de $500\mu m$ d'épaisseur achetés chez l'entreprise Oxide ¹. Les échantillons ont été coupés d'une manière à avoir 20mm de long selon l'axe cristallographique Y et 8mm de large selon l'axe cristallographique X, afin de respecter la même coupe que les échantillons de LN congruent.

Les valeurs des coefficients pyroélectriques et électro-optiques des cristaux stoechiométriques de LN sont quasi-similaires à ceux des cristaux de LN congruents comme l'indique le tableau 4.1. Cependant on peut s'attendre à obtenir une focalisation moins efficace que celle obtenue avec un échantillon de LN congruent du fait de la probable diminution des centres profonds photoréfractifs. En effet une composition stoechiométrique du cristal diminue la concentration de défauts dans le matériau.

	${}^a r_{13}$ (pm/V)	${}^a r_{33}$ (pm/V)	${}^b p$ ($10^{-5} Cm^{-2} K^{-1}$)
Congruent	10.49 ± 0.07	31.4 ± 0.2	6
Stoechiométrique	9.25 ± 0.07	29.4 ± 0.2	5

FIGURE 4.1 – Valeurs des coefficients électro-optiques et pyroélectriques de LN stoechiométrique et congruent, ^a valeurs de la littérature [158] et ^b valeurs mesurées dans ce travail à $T = 32^\circ C$ (figure 2.12).

L'étude expérimentale a été réalisée en utilisant le banc expérimental décrit dans le chapitre précédent (figure 3.3). La dynamique de focalisation présentée sur la figure 4.2 d'un faisceau gaussien de polarisation extraordinaire qui provient d'un laser qui émet à 532nm a été réalisée en augmentant la température de l'échantillon de $20^\circ C$. La puissance et la largeur du faisceau ont été ajustées respectivement à $30\mu W$ et à $15\mu m$.

On observe que malgré la diminution supposée des centres profonds photoréfractifs, la dynamique d'autofocalisation est similaire à celle observée dans le cristal de LN congruent. Dans les deux cas une focalisation efficace est atteinte.

On déduit donc que dans nos cristaux SLNs la stoechiométrie n'est pas exacte et l'effet photoréfractif est assez fort pour compenser la diffraction linéaire. Cette observation est en

¹(<http://www.opt-oxide.com/>)

accord avec des publications qui ont montré que l'enrichissement en lithium des cristaux congruents diminue la résistance au dommage optique et permet de fortes variations de biréfringence δn photoinduites pour des faibles et moyennes intensités (figure 4.3).

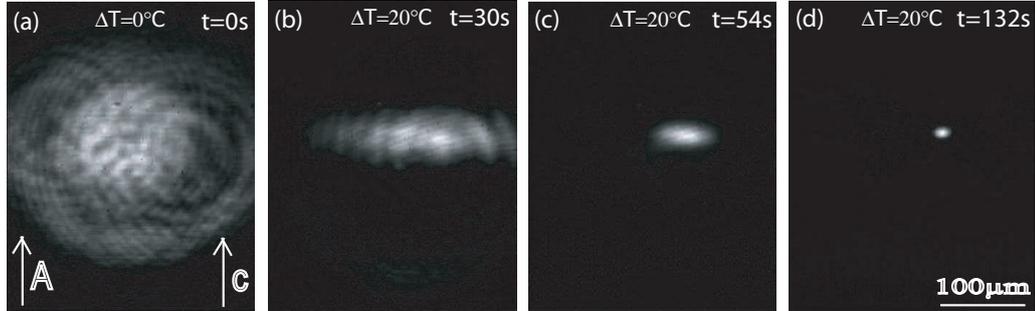


FIGURE 4.2 – Dynamique de l'autofocalisation pyroélectrique d'un faisceau laser à la longueur d'onde 532nm et de polarisation extraordinaire dans un échantillon de niobate de lithium stoechiométrique.

On observe dans cette figure que les variations d'indice induites dans les cristaux stoechiométriques sont plus importantes que celles obtenus dans les cristaux congruents. On constate également que pour une valeur d'intensité $I = 10^5 \text{W/m}^2$ la variation d'indice dans un cristal de LN stoechiométrique $C_{Li} = 50\%$ (figure 4.3a ou $C_{Li} = 49.8\%$ (figure 4.3b) est 10 fois plus forte que la variation d'indice dans un cristal CLN ($C_{Li} = 48.6\%$).

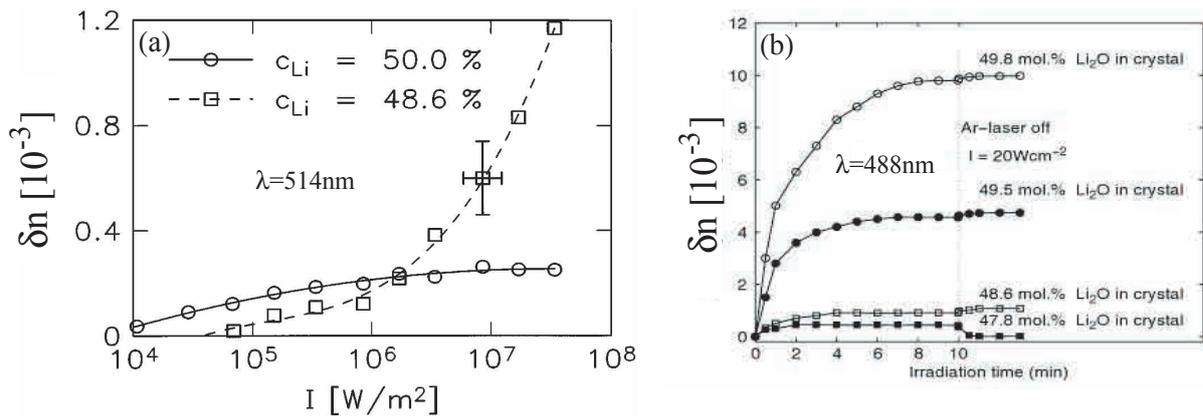


FIGURE 4.3 – Variation de la biréfringence δn dans un cristal de LN congruent et stoechiométrique en fonction de l'intensité [168] (a) et l'influence de l'enrichissement en lithium sur la valeur de δn en fonction du temps d'exposition à une irradiation lumineuse ($\lambda = 532\text{nm}$) pour $I = 10^5 \text{W/m}^2$ (b) [169].

Ces résultats ont été obtenus pour des cristaux stoechiométriques obtenus par la méthode qui consiste à ajouter de l'oxyde de potassium (K_2O) dans le bain de croissance.

Des résultats similaires ont été obtenus également dans des cristaux SLN développés par la méthode de croissance VTE (vapeur transport equilibration) [170].

La raison derrière cette augmentation de la variation d'indice photo-induite pourrait être une diminution de la photoconductivité σ_{ph} dans les cristaux quasi-stoechiométriques. Cependant dans la littérature on trouve que c'est le contraire qui se produit. En effet la photoconductivité σ_{ph} augmente avec la stoechiométrie. Ainsi on trouve $\sigma_{ph}/I = (3-4) \times 10^{-5}(\Omega cm W)$ pour un cristal SNL [171] alors qu'elle vaut $\sigma_{ph}/I = 10^{-5}(\Omega cm W)$ pour un cristal CLN [171]. Une augmentation similaire de la photoconductivité a également été observée dans des cristaux de LN stoechiométrique dopé fer [171]. Cette augmentation de la photoconductivité diminue le champ photovoltaïque car $E_{ph} = J_{ph}/\sigma_{ph}$ (on néglige la conductivité électrique du matériau dans l'obscurité σ_d). Pour expliquer les fortes variations d'indice photoinduites obtenues dans les cristaux stoechiométrique pour des intensités faibles et modérées (figure 4.3) il existe donc une autre raison.

La constante de Glass G ² est liée directement au coefficient photovoltaïque β_{ph} par la relation suivante :

$$\beta_{ph} = \frac{sGh\nu}{Q} \quad (4.1)$$

avec s la section efficace de photoionisation des électrons, $h\nu$ l'énergie d'un photon et Q ³ l'efficacité quantique. Or cette constante augmente significativement avec le rapport $\left(\frac{[Li]}{[Nb]}\right)$ comme c'est indiqué sur le tableau 4.4 qui rassemble les valeurs de la constante de Glass G et la photoconductivité σ_{ph} des deux compositions de LN (stoechiométrique et congruent).

Polarisation	CLN		SLN	
	Ordinaire	Extraordinaire	Ordinaire	Extraordinaire
Constante de Glass $10^{-12} G (cmV^{-1})$	1.5	2.5	41	49
Photoconductivité $10^{-15} \sigma_{ph} (\Omega^{-1}cm^{-1})$	2	2.2	26	27

FIGURE 4.4 – Valeurs de la constante de Glass et de la photoconductivité pour les polarisations ordinaire et extraordinaire dans le LN congruent (CLN) et stoechiométrique (SLN) non dopé d'après [171].

Donc on déduit que l'augmentation de l'effet photoréfractif dans le SLN est due à une augmentation significative du courant PV ($J_{ph} = \beta_{ph}(N_D - N_D^+)I$) qui est prépondérant sur l'augmentation de la photoconductivité.

²G : une constante dépendante de la nature et la concentration des centres profonds [145]

³L'efficacité quantique Q représente ici le rapport entre le nombre d'électrons excités qui participent à l'effet photoréfractif et le nombre de photons absorbés d'énergie $h\nu$

4.1.2 Influence de la variation de température sur l'autofocalisation pyroélectrique

Maintenant que l'auto-focalisation pyroélectrique a été démontrée dans des échantillons de LN stoechiométriques nous allons voir l'influence de la température sur la dynamique de focalisation dans ce matériau.

Nous respectons la même démarche expérimentale que dans un cristal congruent. Le faisceau laser est focalisé sur la face d'entrée après avoir stabilisé la température du cristal. Une intensité $I \approx 10^5 W/m^2$ pour toutes les expériences. Après chaque expérience l'échantillon est remplacé à température ambiante.

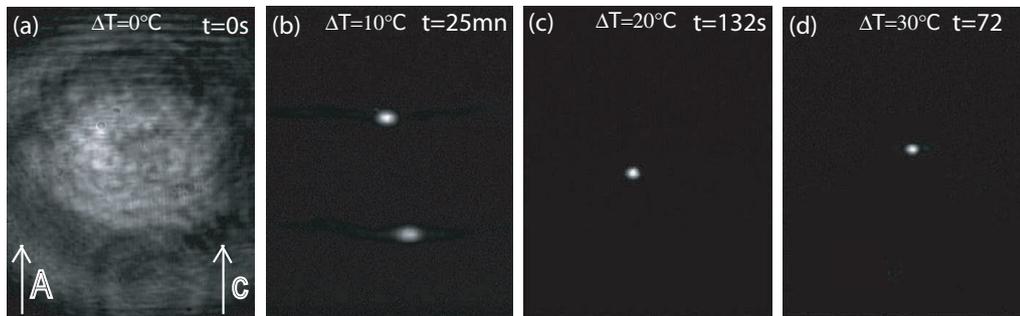


FIGURE 4.5 – Influence de la variation de température sur l'autofocalisation pyroélectriques d'un faisceau laser ($\lambda = 532nm$) de polarisation extraordinaire dans un échantillon de LN stoechiométrique

Les résultats de l'influence de la variation température ΔT sur l'efficacité de focalisation sont présentés sur la figure 4.5. On y voit que le temps de réponse diminue et l'efficacité de focalisation s'améliore avec la température comme dans le cas d'un cristal congruent. En revanche on observe que pour une variation de température de $10^\circ C$ le faisceau d'entrée se scinde en deux spots en sortie (fig. 4.5b). Ce comportement n'avait pas été observé dans le cristal congruent. Nous allons revenir plus en détail sur ce phénomène plus loin dans ce chapitre.

4.2 Influence de la polarisation optique

Jusqu'à ici les expériences ont été effectuées à l'aide d'un faisceau polarisé linéairement selon l'axe C (polarisation extraordinaire).

Dans cette partie nous allons nous intéresser à l'influence de la polarisation optique sur l'autofocalisation pyroélectrique dans deux échantillons de LN de composition différentes stoechiométrique ($c_{li} \approx 50\%$) et congruent ($c_{li} \approx 48.6\%$).

4.2.1 Etude dans LN stoechiométrique

Le dispositif expérimental est similaire à celui utilisé dans la figure 3.3. Grâce au polariseur placé derrière la lame demi-onde, on choisit la direction de la polarisation linéaire à utiliser.

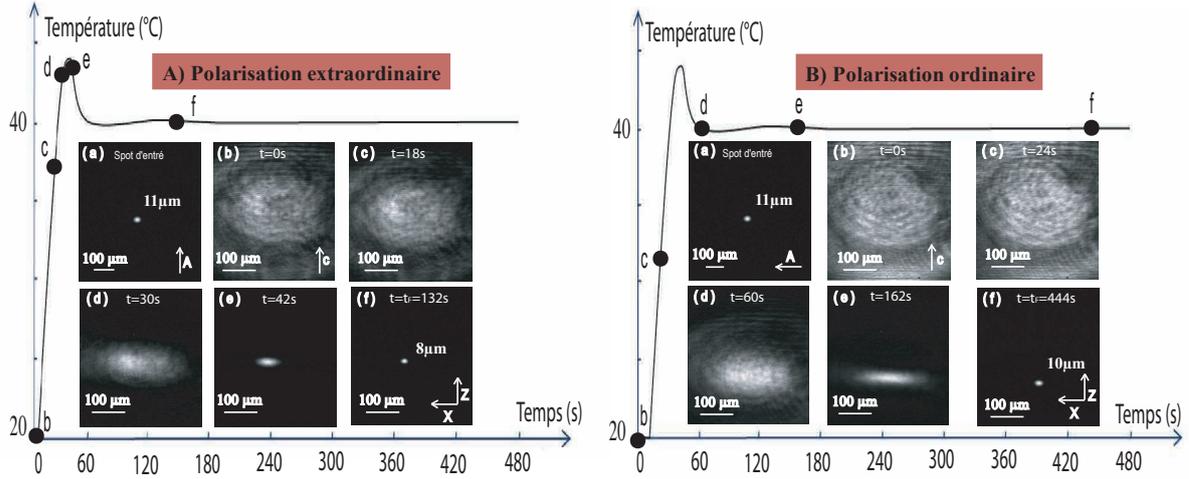


FIGURE 4.6 – Dynamiques de l'autofocalisation pyroélectrique pour une polarisation extraordinaire (A) et ordinaire (B) dans un échantillon de niobate de lithium stoechiométrique

Pour un faisceau laser à 532nm focalisé en un spot de $11\mu\text{m}$ sur la face d'entrée dans un échantillon stoechiométrique de 20mm de long qui se propage selon l'axe Y, les comportements d'autofocalisation observés jusqu'au maximum de focalisation pour une polarisation extraordinaire et une polarisation ordinaire sont représentés respectivement sur la figure 4.6A et B. Lorsque le cristal est à température ambiante le faisceau diffracte au cours de la propagation et sa taille à la sortie atteint $500\mu\text{m}$ ce qui est équivalent à l'épaisseur du cristal, comme en témoignent les franges de Lloyd produites par la réflexion du faisceau sur les faces latérales du cristal (figs. 4.6A(b) et 4.6B(b)).

Avec une polarisation extraordinaire on constate que dès que la température du cristal commence à augmenter le faisceau de $80\mu\text{W}$ s'autofocalise, comme on peut le voir sur la figure 4.6A. L'auto-confinement du faisceau est déjà visible 30s seulement après le début de l'expérience, alors que la température du cristal ne s'est pas encore stabilisée. Quand le maximum de confinement est atteint à $t = 132\text{s}$, un spot efficacement focalisé est obtenu (fig. 4.6A(f)) ($8\mu\text{m}$ selon l'axe Z et $9\mu\text{m}$ selon l'axe X, axe perpendiculaire à l'axe C). Si on compare avec la taille du spot d'entrée on constate qu'une surfocalisation est présente.

Avec une polarisation ordinaire le début de la focalisation est observable seulement 60s après la mise en route du laser et le maximum de confinement est atteint à $t = 444\text{s}$ ($10\mu\text{m}$ selon l'axe Z et $12\mu\text{m}$ selon l'axe X). L'obtention des tailles similaires en entrée et en sortie du cristal témoignent de la formation d'un soliton avec ces paramètres. Le temps de réponse avec la polarisation ordinaire est 3,4 fois plus long qu'avec une polarisation extraordinaire. D'après le tableau 4.4 les valeurs de la photoconductivité σ_{ph} associées aux deux polarisations linéaires sont similaires dans le LN stoechiométrique, la disparité

dans le temps de réponse ne peut donc pas être liée à l'influence de la polarisation sur la photoconductivité. Nous allons expliquer par la suite la cause de cette disparité.

Par ailleurs le coefficient r_{13} associé à la polarisation ordinaire est environ trois fois plus faible que le coefficient r_{33} associé à la polarisation extraordinaire (tab. 4.1). On peut donc s'attendre à obtenir une taille de faisceau en polarisation ordinaire presque deux fois supérieure à celle obtenu en polarisation extraordinaire, puisque la largeur du soliton Δx est inversement proportionnelle à la racine carré de la variation d'indice Δn [97] :

$$\Delta x = \lambda/8n \times \frac{1}{\sqrt{\Delta n}} \quad (4.2)$$

avec λ la longueur d'onde, n l'indice de réfraction et $\Delta n = -0.5n^3 r_{eff} E_{sc}$, $r_{eff} = r_{33}$ pour une polarisation extraordinaire et $r_{eff} = r_{13}$ pour une polarisation ordinaire.

L'obtention de largeurs proche pour les deux polarisations ($8\mu m \times 9\mu m$ pour la polarisation extraordinaire et $10\mu m \times 12\mu m$ pour la polarisation ordinaire) est donc inattendue. Le champ pyroélectrique est indépendant de la polarisation de la lumière mais la dépendance du champ photovoltaïque à la polarisation de la lumière peut-elle expliquer cette observation ?

4.2.2 Simulations numériques

Pour illustrer l'influence du champ photovoltaïque nous avons réalisé des simulations dans lesquelles on considère le champ photovoltaïque comme un paramètre d'ajustement.

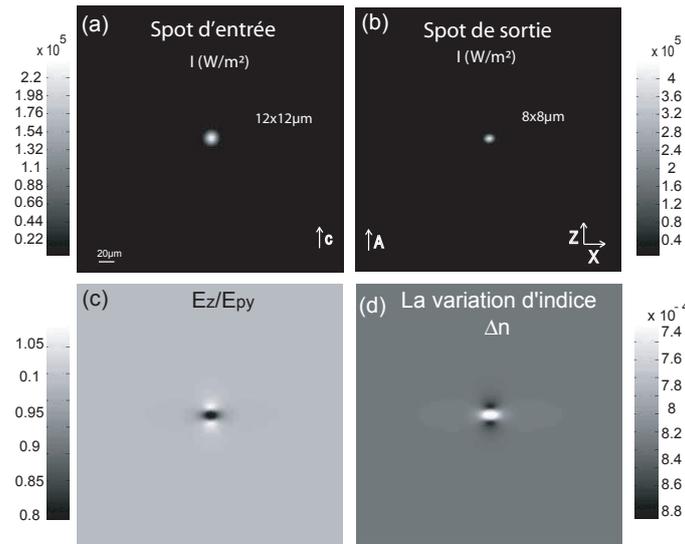


FIGURE 4.7 – Calcul numérique de la distribution d'intensité (b), du champ de charge d'espace (c) et de la variation d'indice (d) en sortie à l'optimum de focalisation pour une polarisation extraordinaire avec $E_{ph} = -35kV/cm$

Tout d'abord nous commençons par effectuer une simulation avec la polarisation extraordinaire où le champ photovoltaïque est choisi de manière à voir un bon accord avec les résultats expérimentaux, c'est à dire afin d'obtenir un confinement comparable au confinement de l'expérience. Les paramètres de la simulation sont $E_{ph} = -35kV/cm$, spot d'entrée $FWHM = 12\mu m$, $\lambda = 532nm$ $N_a = 4 \times 10^{23}m^{-3}$ (densité d'accepteurs), $N_d/N_a = 2$ (N_d densité de donneurs) et $I_d = I/100$ (I_d l'intensité d'obscurité et I l'intensité du faisceau laser). Les résultats de la simulation pour le confinement optimal sont représentés sur la figure 4.7. Un spot de $8\mu m$ de large selon l'axe C et $8\mu m$ selon l'axe X est obtenu (fig. 4.7b), la distribution de la variation d'indice Δn (fig. 4.7d) responsable de ce confinement est produite par la distribution transverse E_z du champ de charge d'espace (fig. 4.7c).

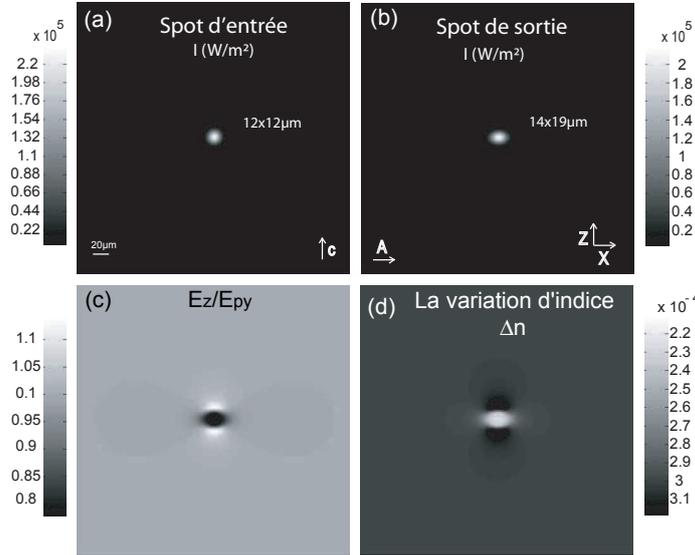


FIGURE 4.8 – Calcul numérique de la distribution d'intensité (b), du champ de charge d'espace (c) et de la variation d'indice (d) en sortie à l'optimum de focalisation pour une polarisation ordinaire avec $E_{ph} = -35kV/cm$

Pour une polarisation ordinaire, la distribution d'intensité obtenue par calcul ainsi que la variation d'indice et la composante transverse du champ de charge d'espace E_y à la sortie du cristal au maximum de focalisation sont représentées dans la figure 4.8. Dans cette figure le champ photovoltaïque est identique au cas de la polarisation extraordinaire. Dans ce cas on observe que le faisceau en sortie est moins confiné qu'en polarisation extraordinaire ($14\mu m \times 19\mu m$) ce qui est dû à la plus faible valeur du coefficient électro-optique r_{13} associé à la polarisation ordinaire. Cependant en ajustant le champ photovoltaïque à $E_{ph} = -28kV/cm$ on trouve un confinement similaire à l'expérience (voir figures 4.9 et 4.6B).

Suite à ces résultats on peut confirmer que l'amplitude du champ de charge d'espace photoréfractif responsable de l'autofocalisation est donné par la compétition entre le champ pyroélectrique et le champ photovoltaïque qui l'opposent.

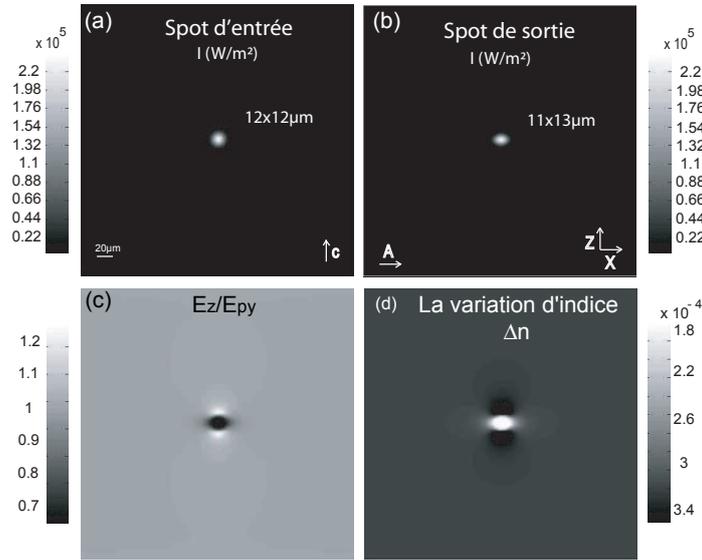


FIGURE 4.9 – Calcul numérique de la distribution d'intensité (b), du champ de charge d'espace (c) et de la variation d'indice (d) en sortie à l'optimum de focalisation pour une polarisation ordinaire avec $E_{ph} = -28kV/cm$

Ainsi pour une polarisation ordinaire la faible valeur du champ photovoltaïque permet la formation d'un large champ de charge d'espace qui compense la faible valeur du coefficient électro-optique r_{13} , ce qui donne un confinement proche de celui obtenu avec une polarisation extraordinaire. Par opposition la forte valeur du champ photovoltaïque pour une polarisation extraordinaire est compensée par le fort coefficient électro-optique r_{33} ce qui donne une variation d'indice similaire à la polarisation ordinaire. Ces résultats expliquent également la disparité dans le temps de réponse qui est due au large champ de charge d'espace qu'il faut générer en polarisation ordinaire.

Des guides ondes de taille similaire peuvent donc être réalisés à l'aide des deux polarisations linéaires. La disparité de temps de réponse entre les deux polarisations est due à la forte amplitude du champ de charge d'espace qu'il faut générer en polarisation ordinaire et également à la section efficace de photo-ionisation plus faible en polarisation ordinaire en raison de l'anisotropie du cristal [172]. Finalement la comparaison entre l'expérience et la simulation permet de déduire le rapport entre le champ photovoltaïque généré en polarisation ordinaire et en polarisation extraordinaire E_{phe}/E_{pho} ce rapport implique que le rapport des coefficients photovoltaïques $\beta_{33}/\beta_{13} = \frac{E_{phe}e\mu s/N_a\gamma}{E_{pho}e\mu s/N_a\gamma} = 1.25$ si on néglige l'influence de la polarisation de la lumière sur la section efficace. Ce rapport est proche de celui déduit du tableau 4.4 qui donne $\beta_{33}/\beta_{13} \approx G_e/G_o \approx 1.2$, où G_e et G_o sont respectivement les constantes de Glass pour une polarisation extraordinaire et une polarisation ordinaire.

4.2.3 Etude dans LN congruent

Une expérience supplémentaire sur l'influence de la polarisation a été réalisée cette fois-ci dans un échantillon de LN de composition congruente. Les résultats sont donnés sur la figure 4.10.

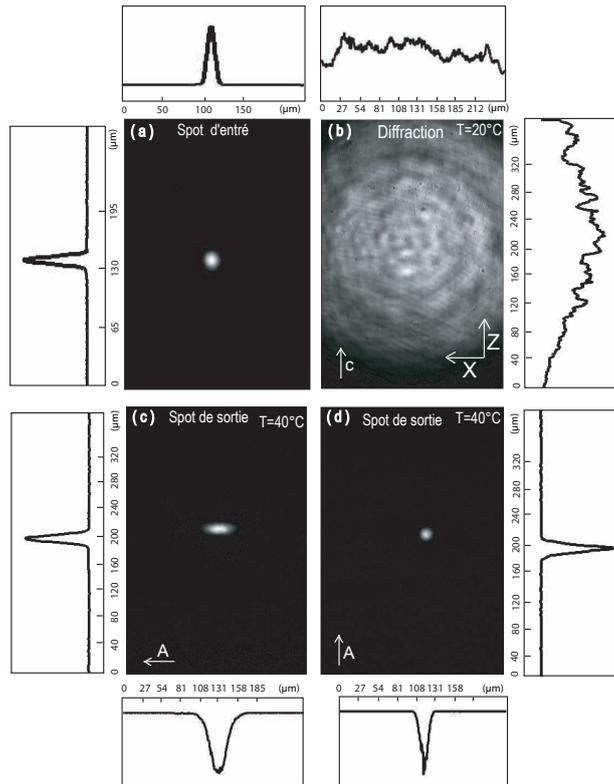


FIGURE 4.10 – Comparaison de l'auto-focalisation dans un cristal de LN de 17mm de long en fonction de la polarisation optique. (a) spot d'entrée (13 μm FWHM), (b) diffraction, (c) focalisation en polarisation ordinaire et (d) focalisation en polarisation extraordinaire. Paramètres : LN congruent $X \times Y \times Z = 8\text{mm} \times 17\text{mm} \times 0.5\text{mm}$, $P = 80\mu\text{W}$ et $\Delta T = 20^\circ\text{C}$.

On remarque distinctement qu'une meilleure focalisation est obtenue avec une polarisation extraordinaire (10 $\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$) (figure 4.10d) qu'avec une polarisation ordinaire (10 $\mu\text{m} \times 25\mu\text{m}$) (figure 4.10c). On note que le temps de réponse pour atteindre le maximum de focalisation est de 3mn pour une polarisation extraordinaire et de 9mn pour une polarisation ordinaire. On note que pour une intensité similaire à celle utiliser dans le cristal stoechiométrique un temps de réponse similaire a été obtenu.

Dans un premier temps la comparaison de ces résultats avec ceux obtenus avec un échantillon de LN stoechiométrique nous pousse à penser que le champ photovoltaïque est plus fort dans un échantillon congruent que dans un échantillon stoechiométrique pour une polarisation ordinaire, ce qui est incohérent avec les résultats des figures 4.3 et 4.4. La suite de la dynamique d'autofocalisation se caractérise par un effet de déplacement latéral du faisceau qui a comme origine une saturation de charges et comme en polarisation

ordinaire le champ utile $E_u = E_{py} - E_{ph}$ qu'il faut générer pour atteindre le régime de focalisation est trois fois plus important qu'en polarisation extraordinaire on peut penser que la focalisation moins efficace en polarisation ordinaire est liée à une trop faible densité de donneurs et non pas à un champ photovoltaïque fort. Afin de vérifier cette hypothèse nous avons réalisé des expériences supplémentaires où la variation de température est de $\Delta T = 30^\circ C$ et $\Delta T = 40^\circ C$. On observe que le temps de réponse augmente lorsque ΔT augmente mais la focalisation n'atteint jamais un régime donnant un spot circulaire (voir figure 4.11).

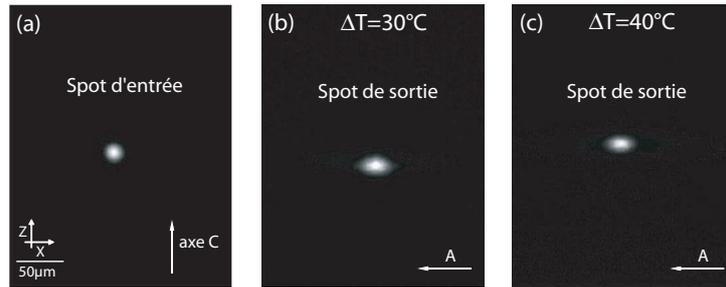


FIGURE 4.11 – Auto-focalisation d'un faisceau de polarisation ordinaire dans un cristal de LN de 17mm de long en fonction de la variation de température. (a) spot d'entrée ($13\mu m$ FWHM) (b) focalisation avec une variation de température de $\Delta T = 30^\circ C$ et (c) focalisation avec une variation de température de $\Delta T = 40^\circ C$. Paramètres : LN congruent $X \times Y \times Z = 8mm \times 17mm \times 0.5mm$ et $P = 80\mu W$.

Une expérience a été effectuée cette fois ci en élargissant le spot d'entrée à $16\mu m \times 15\mu m$ (fig. 4.12a) et on fixant $\Delta T = 28^\circ C$. En polarisation extraordinaire une surfocalisation est observée (figure 4.12c) alors qu'en polarisation ordinaire un spot légèrement elliptique de largeur $15\mu m \times 18\mu m$ est obtenu (fig. 4.12b).

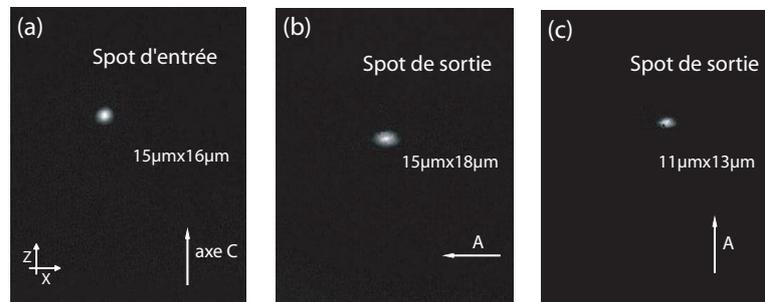


FIGURE 4.12 – Comparaison de l'auto-focalisation dans un cristal de LN de 17mm de long en fonction de la polarisation optique. (a) spot d'entrée ($15\mu m$ FWHM) (b) focalisation en polarisation ordinaire et (d) focalisation en polarisation extraordinaire. Paramètres : LN congruent $X \times Y \times Z = 8mm \times 17mm \times 0.5mm$, $P = 80\mu W$ et $\Delta T = 28^\circ C$.

On conclut que pour l'induction de guides d'onde monomode à fort confinement quelque soit la polarisation, le LN de composition stoechiométrique se présente comme le meilleur candidat même s'il se caractérise par un champ photovoltaïque plus fort. En effet une densité de donneurs plus importante dans ce matériau permet de créer un champ de charge d'espace E_{sc} profond ce qui compense la faible valeur du coefficient électro-optique r_{13} associée à la polarisation ordinaire.

4.3 Comportement du phénomène d'autofocalisation pyroélectrique pour un cristal en court-circuit

La focalisation pyroélectrique nécessite que l'échantillon soit en circuit ouvert, dans cette partie nous allons étudier le rôle d'un court circuit dans le contrôle de la durée de la focalisation et même la possibilité de stopper la dynamique de focalisation à la demande.

4.3.1 Effet d'un court-circuit non-optimisé

Dans un premier temps pour réaliser le court circuit nous avons seulement inséré l'échantillon de niobate de lithium entre deux plaques métalliques (cuivre et aluminium) reliées entre elles par un fil conducteur. Dans cette configuration, nous avons obtenu une focalisation partielle sans atteindre le régime soliton avec un temps de réponse beaucoup long de l'ordre de 30 minutes (voir figure 4.13a). La figure 4.13b montre par comparaison, le comportement dans un cristal en circuit-ouvert avec les mêmes paramètres expérimentaux. On constate qu'une focalisation efficace est obtenue avec un régime soliton atteint en environ 3 minutes.

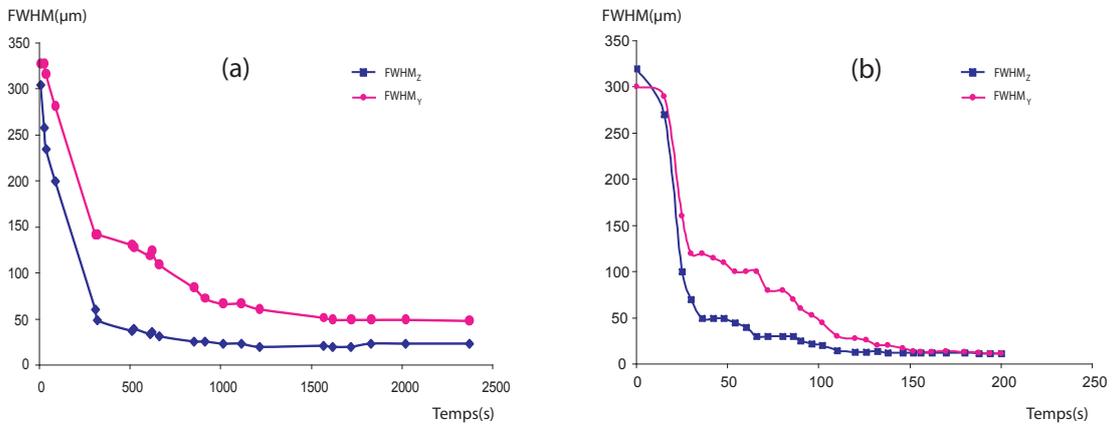


FIGURE 4.13 – Evolution de la taille du faisceau en sortie d'un cristal de LN de 20mm de long lorsque les faces C sont court-circuitées à l'aide de plaques métalliques (a) et lorsque les faces C sont en circuit ouvert (b). Paramètres : $P = 40\mu W$, $FWHM = 13\mu m$ et $\Delta T = 14^\circ C$

On peut conclure que le champ pyroélectrique a été modifié sans pour autant qu'une disparition totale soit produite. On peut estimer d'après la relation 3.10 que la diminution du champ pyroélectrique est de 54%.

En comparaison avec le cas d'un champ externe appliqué par une impulsion électrique et pour les mêmes types d'électrodes l'annulation du champ interne à l'aide d'un court-circuit n'est pas aussi efficace si ce champ est généré par effet pyroélectrique. L'explication derrière cette différence de comportement se manifeste dans la position des charges qui génèrent les champ électriques internes.

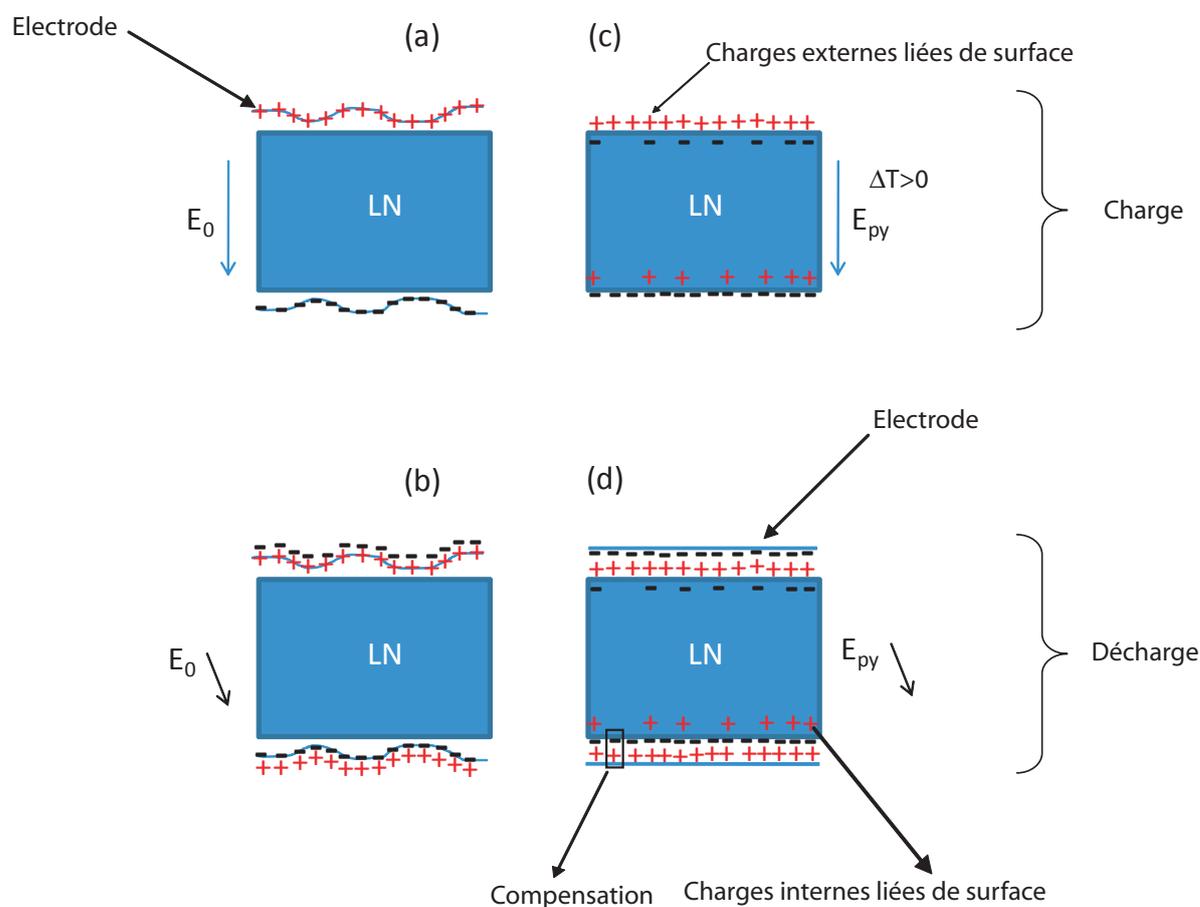


FIGURE 4.14 – Effet d'un court-circuit sur un champ électrique préalablement induit par une tension externe (a, b) ou par effet pyroélectrique (c, d) dans un cristal de LN.

Dans le cas d'un champ électrique appliqué les charges responsables de la génération d'un champ électrique interne se situent sur la plaque métallique (fig. 4.14a). Par conséquent ces charges appartiennent à l'électrode métallique et leurs recombinaisons par des charges de signe opposé appartenant à l'autre électrode est facile lors de la mise en place d'un court-circuit. La surface de contact de l'électrode ne joue aucun rôle (fig. 4.14b). En revanche dans le cas d'un champ pyroélectrique celui-ci est dû à la polarisation interne du matériau qui est équivalent à la présence de charges liées à la surface de l'échantillon de LN (4.14c). Le retour à l'équilibre dans ce cas semble difficile en absence d'un court circuit

parfait c'est à dire sous un bon contact entre la plaque métallique et LN. Il faut en effet que ce champ soit compensé par des charges en provenance des électrodes métalliques (fig. 4.14d).

Remarque : Dans le cas d'un champ appliqué le mauvais contact des électrodes avec l'interface oblige l'application de plus fortes tensions que la normale. Le mauvais contact provoque une chute de potentiel à l'interface donc un champ inutile pour la focalisation.

4.3.2 Effet d'un court-circuit optimisé.

Pour vérifier l'influence de la qualité des électrodes lors du court-circuit nous avons déposé des électrodes d'argent sur les deux faces +C et -C d'un échantillon de LN congruent. Ces contacts métalliques sont réalisés avec de la laque d'argent peinte sur la surface du cristal. Les deux faces sont reliées par un fil conducteur. La température de l'échantillon est augmentée de 10°C , puis on suit l'évolution de la diffraction du faisceau laser en sortie de l'échantillon au cours du temps. L'intensité du faisceau laser focalisé sur la face d'entrée est de $1.1 \times 10^5 \text{W}/\text{m}^2$. Les résultats sont présentés sur la figure 4.15a-b.

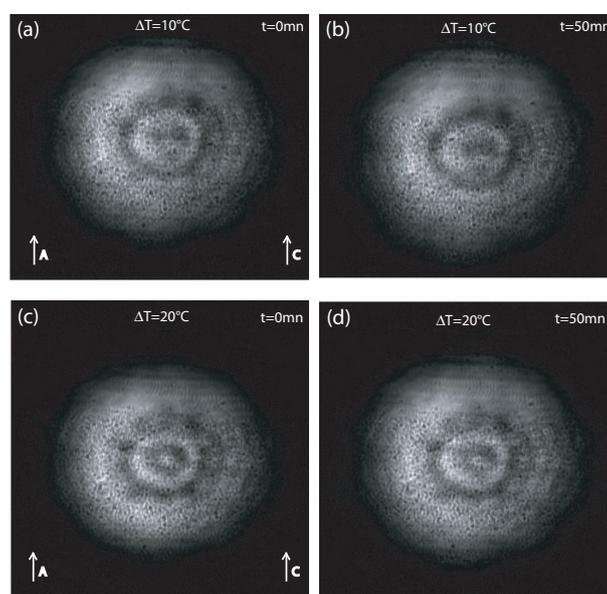


FIGURE 4.15 – Evolution de la diffraction au cours du temps dans le cas d'un court circuit parfait avec une variation de température de 10°C (a,b) ou 20°C (c-d).

Aucune évolution n'est observée même après 50mn d'induction. Nous pouvons donc conclure que l'effet pyroélectrique n'a pas généré un champ électrique dans le matériau. La même expérience avec une variation de température de 20°C confirme cette conclusion (fig. 4.15c-d).

Une analyse plus précise montre qu'une légère défocalisation est présente. Cet élargissement est dû à la faible présence du champ photovoltaïque. Lorsque l'on augmente l'intensité ($I \approx \times 10^6 W/m^2$) une défocalisation plus prononcée est observée voir figure 4.16.

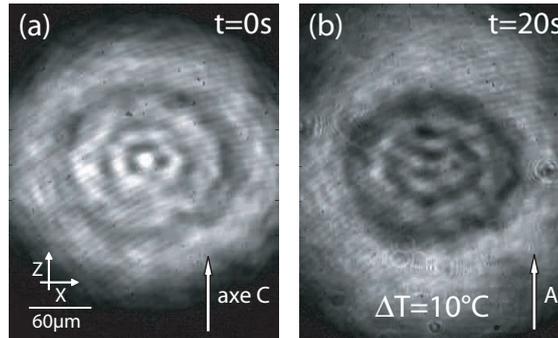


FIGURE 4.16 – Evolution de la diffraction au cours du temps dans le cas d'un court circuit parfait avec une variation de température de $10^\circ C$. (a) Diffraction pour $I \approx 10^3 W/m^2$ et (b) défocalisation pour $I \approx 10^6 W/m^2$

Bien évidemment si on enlève le court-circuit la focalisation pyroélectrique a lieu de nouveau si on impose à l'échantillon une nouvelle augmentation de température.

4.4 Comportement à haute intensité.

La nonlinéarité photoréfractive a permis de tester de nombreuses configurations telles que : la conjugaison de phase [73], les mémoires holographiques [173] ou encore la photoinscription de guides optiques via les solitons photoréfractifs [99]. Le temps de réponse long limite les applications concrètes. Pour s'affranchir de cette limitation et puisque le temps de réponse de la nonlinéarité photoréfractive dépend de l'intensité lumineuse (figure 3.8), l'utilisation de fortes intensités semble être une solution adéquate.

Cependant l'effet photoréfractive dans le LN aux fortes intensités ($I > 10^6 W/m^2$) provenant d'un laser continu se comporte différemment et le modèle à un seul centre ne convient plus. Ceci à pousser à la prise en compte d'un second centre actif.

Le comportement à hautes intensités a été observé également en utilisant des lasers impulsionnels [174, 175] ou encore dans des guides d'ondes inscrits ou déposés dans des matériaux photoréfractifs [155, 176–178]. Dans le niobate de lithium ce second centre a été identifié comme le polaron superficiel Nb_{Li} ($Nb^{4+} \rightleftharpoons Nb^{5+} + e^-$) [179] qui est un défaut intrinsèque du cristal.

Avant de développer un modèle qui peut prédire le comportement à forte intensité pour l'autofocalisation par effet pyroélectrique nous présentons sur la figure 4.17 un résultat typique. Cette expérience montre qu'une élévation de température de $20^\circ C$ d'un cristal

de LN stoechiométrique provoque la scission d'un faisceau dont l'intensité à l'entrée est de $I \approx 10^7 W/m^2$ en plusieurs spots.

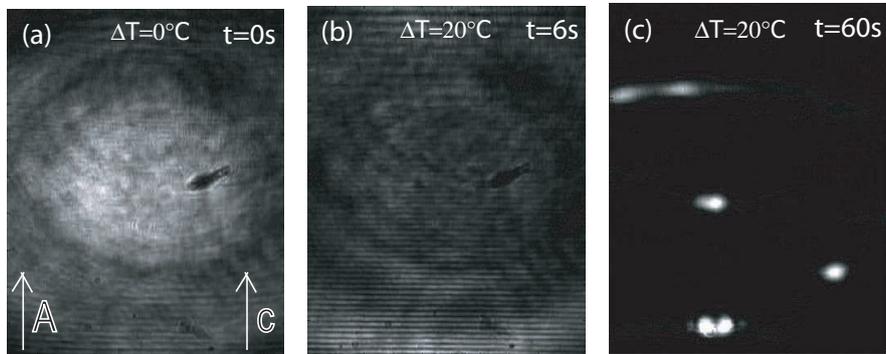


FIGURE 4.17 – Comportement typique d'un faisceau focalisé à l'entrée d'un cristal de LN stoechiométrique dont la température a été élevée de $20^\circ C$.

4.4.1 L'effet photoréfractif à hautes intensités

Le diagramme de bande du modèle à deux centres actifs [153] qui décrit l'effet photoréfractif dans le LN est présenté sur la figure 4.18.

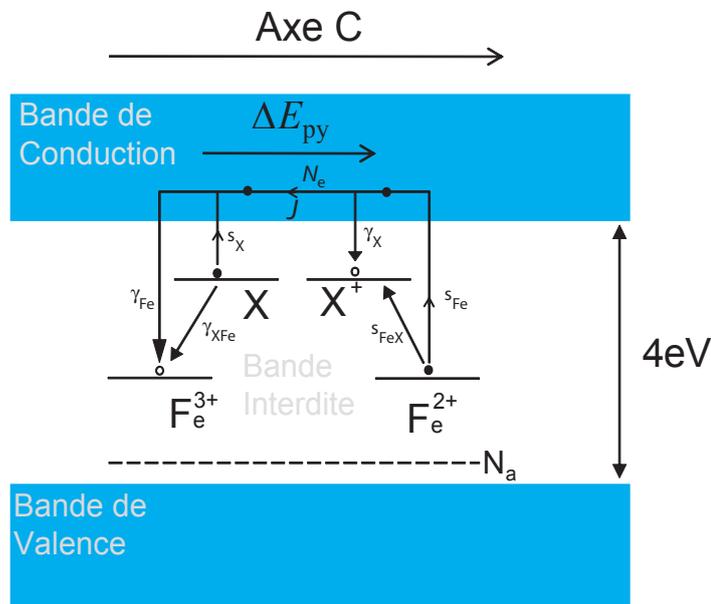


FIGURE 4.18 – Diagramme de bande du LN comportant deux centres.

Dans ce diagramme on considère que les ions de fer représentent le centre le plus profond et les polarons Nb_{Li} représentent le second centre.

A faible intensités ($I \leq 10^3 W/m^2$) seul le centre le plus profond participe à la photoréfraction mais pour des intensités lumineuses atteignant le régime de forte intensités ($I \geq 10^6 W/m^2$) le second centre s'active et rentre dans le processus de l'effet photoréfractif. Dans ce cas l'évolution de la densité des ions de fer N_{Fe}^+ et des polarons N_X^+ dans la bande interdite est donnée respectivement par :

$$\frac{\partial N_{Fe}^+}{\partial t} = (s_{Fe} + s_{FeX}N_X^+)I(N_{Fe} - N_{Fe}^+) - [\gamma_{Fe}N_e + \gamma_{XFe}(N_X - N_X^+)]N_{Fe}^+, \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial N_X^+}{\partial t} = (s_X + s_{XFe}N_{Fe}^+)I(N_X - N_X^+) - [\gamma_XN_e + s_{FeX}(N_{Fe} - N_{Fe}^+)]N_X^+, \quad (4.4)$$

avec N_{Fe} , N_X et N_e , respectivement, les densités de fer, de polarons et d'électrons libres. I est l'intensité lumineuse, s_{Fe} , s_X et s_{FeX} sont les coefficients de photoionisation des électrons respectivement à partir des centres Fe^{2+} , des centres X vers la bande de conduction et à partir des centres Fe^{2+} vers les centres X. γ_{Fe} , γ_X et γ_{XFe} sont les taux de recombinaison correspondants (voir diagramme de bande figure 4.18).

L'équation suivante décrit l'évolution de la densité des électrons N_e dans la bande de conduction.

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = \frac{\partial N_{Fe}^+}{\partial t} + \frac{\partial N_X^+}{\partial t} - \frac{1}{e} \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (4.5)$$

avec e la charge d'un électron et ρ la densité de charge. Cette dernière est donnée par l'équation suivante :

$$\rho = e(N_{Fe}^+ + N_X^+ - N_a - N_e) \quad (4.6)$$

avec N_a la densité d'accepteurs. Les électrons libres dans la bande de conduction migrent dans notre cas sous l'influence d'un champ pyroélectrique $\Delta \vec{E}_{py}$, l'effet photovoltaïque et la diffusion.

$$\vec{J} = e\mu N_e \Delta \vec{E}_{py} + \underbrace{\kappa_{Fe} I (N_{Fe} - N_{Fe}^+) \vec{c}}_{\text{Contribution due au fer}} + \underbrace{\kappa_X I (N_X - N_X^+) \vec{c}}_{\text{Contribution due aux polarons}} + \mu k_B T \vec{\nabla} N_e, \quad (4.7)$$

avec μ la mobilité des électrons, κ_{Fe} et κ_X les coefficients photovoltaïques, K_B la constante de Boltzmann et T la température de l'échantillon.

Finalement la relation entre la variation de charge et la densité de courant est donnée par l'équation de conservation de charges :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{J}, \quad (4.8)$$

où $\vec{\nabla}$ est l'opérateur divergence.

Les équations (4.3-4.8) constituent le système d'équations du modèle photoréfractif à deux centres actifs développé par Jermann et al [153] pour expliquer le comportement de la nonlinéarité photoréfractive à hautes intensités. Nous avons utilisé ce système d'équations pour développer notre modèle numérique 3D à deux centres actifs.

4.4.1.1 Modélisation numérique

La diversité des paramètres de LN rend impossible leurs estimations expérimentales pour cela, les paramètres de nos simulations numériques ont été pris de la référence [153]. Ces valeurs sont regroupés dans le tableau 4.19.

Paramètres ($\lambda = 532nm$)	valeurs
n_o	2.32
n_e	2.22
$r_{31}(mV^{-1})$	9.6×10^{-12}
r_{33}	32.9×10^{-12}
$\mu(m^2V^{-1}s^{-1})$	7.4×10^{-5}
$s_{Fe}(m^2J^{-1})$	10^{-5}
s_X	5×10^{-5}
$s_{FeX}(m^5J^{-1})$	3.22×10^{-30}
$\gamma_{Fe}(m^3s^{-1})$	1.65×10^{-14}
γ_X^a	$< 5 \times 10^{-16}$
γ_{XFe}^b	10×10^{-19}
$\kappa_{Fe}^o(m^3V^{-1})$	-3.5×10^{-33}
κ_{Fe}^e	-7×10^{-33}
κ_X^o	-21.2×10^{-33}
κ_X^e	-42.4×10^{-33}
$N_X^c(m^{-3})$	2×10^{26}
N_{Fe}	2×10^{21}

^a valeur estimée

^b meilleur ajustement

^c valeurs estimées correspondant à 1% de polarons

FIGURE 4.19 – Paramètres utilisés dans les simulations pris de la référence [153]

On commence tout d'abord par considérer un cas général où un cristal de LN est uniformément illuminé par un faisceau de longueur d'onde $\lambda = 532nm$ de polarisation

extraordinaire. A cause de leur niveau d'énergie dans le diagramme de bande tout les polarons ($N_X^{\pm} = N_X$) sont supposés ionisés en absence de lumière. On suppose aussi que la plupart des centres fer sont ionisés ($N_{Fe}^{\pm}/N_{Fe} = 0.99$) ce qui permet de prendre en compte la saturation des centres fer non ionisés, et aucun électron n'est présent dans la bande de conduction ($N_e = 0$) en l'absence d'illumination. A partir de ces conditions initiales on résout numériquement les équations (4.3-4.6) afin de trouver l'évolution des différentes espèces électriques jusqu'au régime établi.

α Cas d'un seul centre profond (fer)

Dans un premier temps et dans l'objectif de bien illustrer la différence entre le modèle à un seul centre et le modèle à deux centres on considère le cas où les polarons ne sont pas pris en compte (modèle à un seul centre).

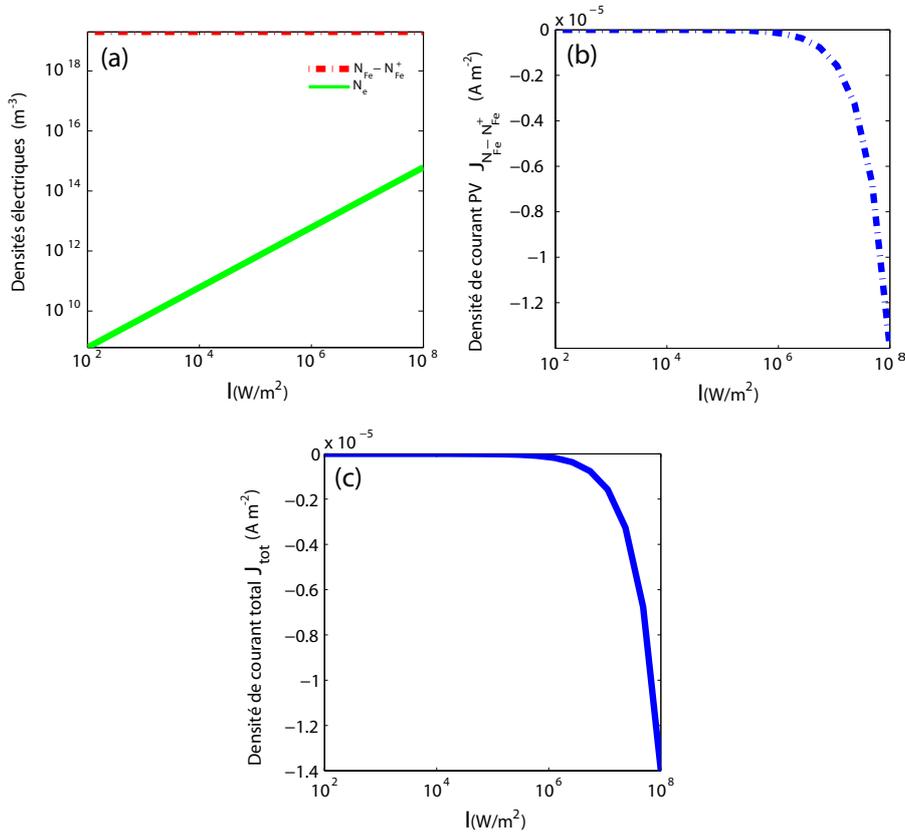


FIGURE 4.20 – Influence de l'intensité lumineuse en régime établi sur la densité de populations du fer (Fe) et des électrons libres (a), du courant photovoltaïque (b) et du courant total (c).

On trace ⁴ l'évolution de la densité de fer non-ionisée $N_{Fe} - N_{Fe}^+$ et la densité des électrons libres N_e dans la bande de conduction sur la figure 4.20a. On constate que la variation de $N_{Fe} - N_{Fe}^+$ reste constant en fonction de l'intensité alors que N_e augmente avec l'intensité lumineuse. Ensuite grâce à l'équation 4.7 la composante selon l'axe C de

⁴On utilise l'échelle semi-logarithmique pour tracer toutes les courbes des figures 4.20, 4.21 et 4.22

la densité de courant photovoltaïque ($J_{N_{Fe}-N_{Fe}^+}$ et du courant total sont calculées (figs. 4.20b et c). Les deux évolutions sont similaires, ce qui est logique puisque le courant total dépend uniquement du courant PV dû au fer. La diffusion est ici négligeable.

β Cas de deux centres profonds (fer et polarons)

On prend en compte le second centre afin de tracer l'évolution des différentes espèces électriques. Les résultats obtenus sont affichés sur la figure 4.21.

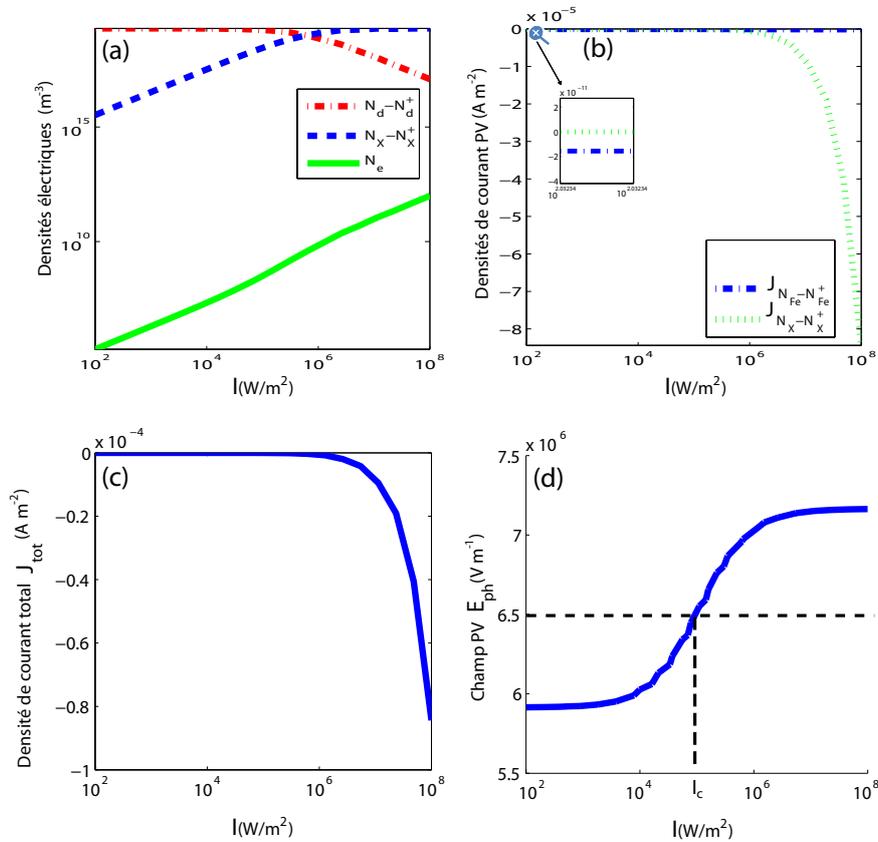


FIGURE 4.21 – Densité de population des polarons, du fer (Fe) et des électrons libres (a), du courant photovoltaïque (b) et du courant total (c) et évolution du champ photovoltaïque (d) en fonction de l'intensité en régime établi.

Sur la figure 4.21a on voit que plus l'intensité augmente plus la densité de polarons devient importante et dépasse même celle du fer pour les fortes intensités. Dans le diagramme de bande ceci se traduit par un piégeage important et majoritaire des électrons sur les sites de polarons X^+ .

Comme dans le modèle à un seul centre profond la densité des électrons N_e augmente également avec l'intensité. Pour le courant, on constate qu'à faible intensité la densité de courant photovoltaïque dû au fer est supérieure à celle de polarons (fig. 4.21b insert) en revanche à fortes intensités ($I > 10^6 W/m^2$) la densité de courant PV est due essentiel-

lement à la densité de courant de polarons $J_{N_X - N_X^+}$ comme illustré sur la figure 4.21b. Comme la densité de courant due aux polarons est presque dix fois plus importante que celle due au fer, la densité totale du courant total suit la même évolution que la densité de courant du aux polarons figure 4.21c.

Finalement la figure 4.21d montre la variation du champ PV en fonction de l'intensité, on remarque qu'il existe deux paliers. Le premier correspond aux faibles intensités où la contribution principale du courant photovoltaïque provient essentiellement des centres fers.

Ensuite le courant PV augmente linéairement avec l'intensité ce qui mène au second palier où le champ photovoltaïque devient constant et où la contribution du second centre est dominante. Pour les paramètres considérés on trouve une amplitude de $E_{ph}^{Fe} \approx -6 \times 10^6 V m^{-1}$ (premier palier). Pour les fortes intensités le champ PV augmente en amplitude et atteint le second palier où $E_{ph}^X \approx -7 \times 10^6 V m^{-1}$ qui correspond à une ionisation complète de tous les centres fer.

Si on suppose que $\frac{\delta N_e}{\delta t} = 0$, $N_{Fe}^+ \approx N_{Fe}$, $N_X - N_X^+ = 0$ pour des faibles intensités et $\frac{\delta N_e}{\delta t} = 0$, $N_X^+ \approx N_X$, $N_{Fe} - N_{Fe}^+ = 0$ pour les fortes intensités, on peut déduire à partir des équations (4.3-4.5) les expressions du champ photovoltaïque pour une polarisation extraordinaire de la lumière :

$$E_{phe}^{Fe} = \frac{\kappa_{Fe}^e (\gamma_{Fe} N_{Fe} + \gamma_X N_X)}{s_{Fe} \mu e} \quad (4.9)$$

$$E_{phe}^X = \frac{\kappa_X^e (\gamma_{Fe} N_{Fe} + \gamma_X N_X)}{s_X \mu e} \quad (4.10)$$

L'expression globale du champ E_{ph} en fonction de l'intensité est empiriquement décrite par la relation suivante :

$$E_{ph} = \frac{E_{ph}^X}{1 + \frac{I_c}{I}} + \frac{E_{ph}^{Fe}}{1 + \frac{I}{I_c}} \quad (4.11)$$

avec $I_c = \frac{s_{Fe} \gamma_X N_{Fe} N_X}{s_X (s_{Fe} + s_{FeX} N_X)}$ est l'intensité critique qui est située au point d'inflexion de la courbe de la figure 4.21d. Cette intensité dépend fortement de la densité de fer, de la longueur d'onde et de l'état de polarisation de la lumière. L'équation 4.11 peut être utilisée pour déterminer l'intensité seuil qui provoque le dommage optique dans le LN si les paramètres sont connus [156].

Finalement l'évolution linéaire avec l'intensité du champ PV entre les deux paliers est le signe d'une participation importante du second centre dans le processus de la photoréfraction. La pente de cette droite indique la rapidité d'évolution de la densité des polarons et ainsi la valeur de l'intensité critique. Plus la pente est raide plus la valeur de l'intensité critique est faible par contre plus la pente est faible plus la valeur de I_c est forte.

δ Cas de deux centres profonds (fer et polarons) en présence de l'effet pyroélectrique.

On considère ici qu'un champ pyroélectrique est produit dans le matériau ($E_{py} = 6.5 \times 10^6 V m^{-1}$) et on trace à nouveau les différentes densités électriques. La figure 4.22a donne les densités $N_X - N_X^+$, $N_{Fe} - N_{Fe}^+$ et N_e en fonction de I en régime établi.

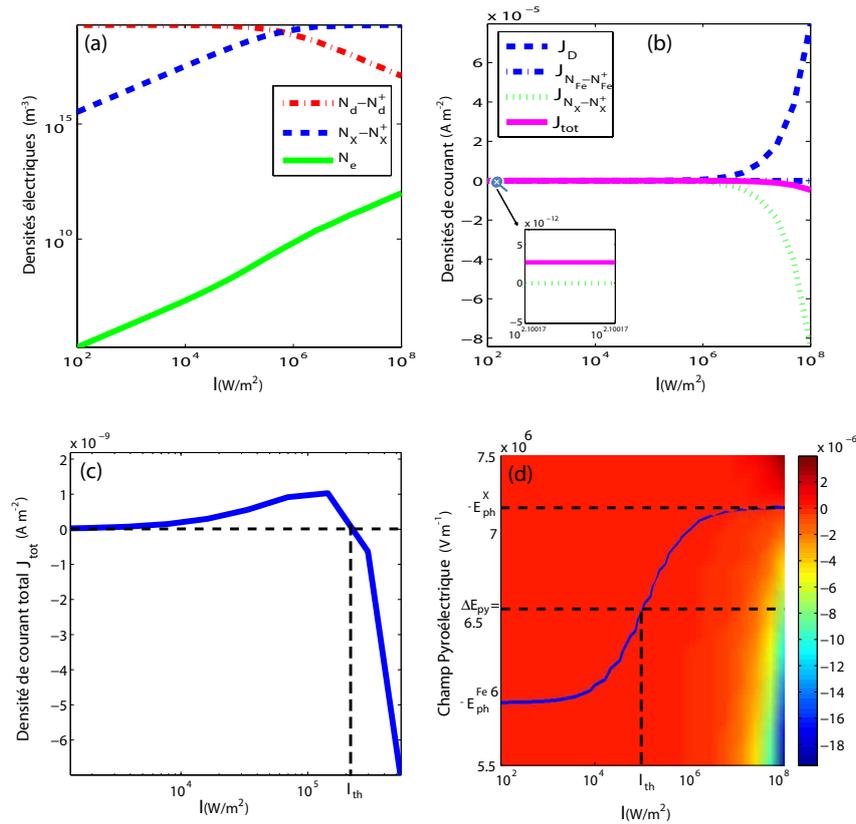


FIGURE 4.22 – (Densité de population de polarons, fer (Fe) et d'électrons libres (a), courants photovoltaïque, d'entraînement et de courant total (b) et densité totale du courant (c) en fonction de l'intensité en régime établie pour $E_{py} = 6.5 \times 10^6 V/m$. Densité total de courant en fonction de l'intensité et du champ pyroélectrique (d). La courbe de la figure d indique la compensation exacte entre les courants PV et le courant d'entraînement.

On observe les mêmes variations que dans le cas présenté sur la figure 4.21a. Par contre, pour les densités de courant (fig. 4.22b), une compétition a lieu entre la densité du courant d'entraînement J_D dû au champ pyroélectrique et les densités du courant photovoltaïque J_{ph} ($J_{ph} = J_{N_{Fe} - N_{Fe}^+} + J_{N_X - N_X^+}$). Pour les faibles intensités la contribution des polarons au courant PV est négligeable et par conséquent un courant total positif ($J_D > J_{ph}$) est présent dans le matériau (figure 4.22b insert) ce qui constitue un milieu de nonlinéarité focalisante. Quand l'intensité lumineuse augmente jusqu'à l'intensité seuil I_{th} le courant PV dû aux polarons devient significatif et le courant PV total compense le courant d'entraînement. Au delà de cette intensité, dans le régime de hautes intensités, le

courant J_{ph} devient plus fort que le courant J_D ($J_D < J_{ph}$) ce qui donne une nonlinéarité photoréfractive défocalisante caractérisé par une inversion de signe du courant total.

La figure 4.22c montre plus précisément l'évolution de la densité du courant total en fonction de l'intensité. La densité de courant total augmente tout d'abord avec l'intensité ($J_D > J_{ph}$) jusqu'à atteindre un maximum ensuite elle diminue ($J_D < J_{ph}$) d'une manière continue et passe par zéro à $I = I_{th}$ ($J_D = J_{ph}$). L'intensité seuil I_{th} qui définit l'intensité à partir de laquelle le courant total change de signe peut être calculé par la relation suivante.

$$I_{th} = -I_c \left(\frac{E_{py} + E_{ph}^{Fe}}{E_{py} + E_{ph}^X} \right) \quad (4.12)$$

L'intensité seuil est égale à l'intensité critique lorsque $E_{py} = \frac{E_{ph}^X + E_{ph}^{Fe}}{2}$. D'après cette relation, on constate que la valeur du champ pyroélectrique joue un rôle important dans la détermination de la valeur de l'intensité seuil I_{th} et ainsi dans le contrôle du signe de la nonlinéarité photoréfractive dans le matériau. La figure 4.22d montre l'évolution du courant total dans le matériau en fonction de l'intensité et de l'amplitude du champ pyroélectrique. La courbe de cette figure indique le lieu où le courant total est nul donc où le courant PV compense exactement le courant d'entraînement.

Finalement on conclut cette partie en notant que le signe du courant total peut être contrôlé soit par l'intensité lumineuse soit par l'amplitude du champ pyroélectrique.

4.4.1.2 Simulation numérique de l'autofocalisation pyroélectrique avec le modèle à deux centres actifs

On traite ici le cas qui nous intéresse tout particulièrement, c'est à dire l'autofocalisation par effet pyroélectrique d'un faisceau. A partir du développement précédent, il est claire que toute dépendance en intensité, due par exemple à la distribution transverse du faisceau dû à la diffraction naturelle, induit une modification de l'effet photoréfractif dans un modèle à deux centres. Ainsi un ajustement de l'intensité lumineuse et du champ pyroélectrique permet d'induire localement un courant positif ou négatif. Par conséquent l'effet nonlinéaire focalisant ou défocalisant d'un matériau photoréfractif peut être contrôlé par la puissance optique et par le champ pyroélectrique.

Lorsque $E_{py} < -E_{ph}^{Fe}$ ou $E_{py} > -E_{ph}^X$, respectivement, l'effet défocalisant ou focalisant domine quelque soit l'intensité lumineuse. En revanche pour $-E_{ph}^{Fe} < E_{py} < -E_{ph}^X$ l'autofocalisation se produit si $I < I_{th}$, mais le courant d'entraînement devient plus faible que le courant photovoltaïque quand $I > I_{th}$ ce qui mène à un effet photoréfractif défocalisant. Donc on peut obtenir pour un faisceau focalisé sur la face d'entrée d'un échantillon de LN un effet défocalisant dans les premières longueurs de propagation et un effet focalisant dans le reste de la propagation en raison de l'absorption du milieu.

Afin d'exposer cet effet, on résout les équations de la densité de fer ionisé, de polarons, des électrons, de charge d'espace et du courant total (4.3-4.7) par un modèle numérique tri-dimensionnels à deux centres.

La méthode de résolution du système d'équations (4.3-4.8) est similaire à celle utilisée pour le modèle à un centre (voir paragraphe 3.4). A partir des conditions initiales ($N_X^+/N_X = 1$, $N_{Fe}^+/N_{Fe} = 0.99$, $N_e = 0$ et $\rho = 0$) et une distribution initiale d'intensité dans le volume du cristal, l'évolution de la densité de charge ρ et les différentes populations sont calculées. En résolvant l'équation (3.19) avec la transformé de Fourier discrète 3D, on déduit les trois composantes du champ de charge d'espace produites par une distribution de charge $\rho(\vec{r})dV$ dans le volume de cristal V (dV volume élémentaire).

Ainsi, le champ électrique total dans le cristal est donné par $\vec{E} = \Delta\vec{E}_{py} + \vec{E}_{sc}$. A partir du champ électrique calculé, la variation d'indice Δn induite par effet Pockels est calculée par la relation 3.24. Ensuite, la propagation de la lumière dans ce milieu perturbé est calculée par la méthode classique de split step Fourier qui donne la nouvelle distribution de l'intensité lumineuse. La procédure totale est répétée jusqu'à ce que le régime établi soit atteint.

α Autofocalisation pyroélectrique en fonction de l'intensité I pour $I < I_{th}$

L'expérience numérique consiste ici à considérer un cristal LN avec un champ pyroélectrique interne ΔE_{py} dirigé selon l'axe C. Un faisceau à 532nm et de polarisation extraordinaire est focalisé sur la face d'entrée du cristal en un spot de $17\mu m$ de diamètre. Le faisceau se propage selon l'axe cristallographique Y du cristal.

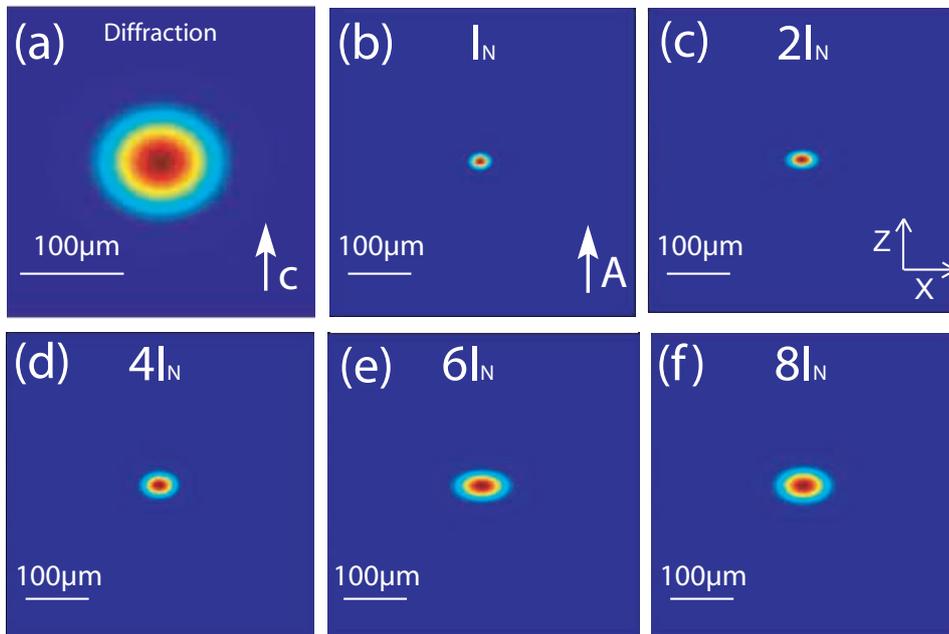


FIGURE 4.23 – Evolution calculée de la taille du spot focalisé de façon optimale à la sortie d'un échantillon de LN en fonction de l'intensité injectée.

En régime linéaire on observe une tâche de diffraction sur la face de sortie (figure 4.23a). Lorsque le régime nonlinéaire photoréfractif se met en place l'autofocalisation se

produit jusqu'à atteindre le maximum de focalisation. La simulation est répétée plusieurs fois en changeant l'intensité, les résultats sont présentés sur la figure 4.23.

Comme plusieurs propriétés de niobate de lithium non dopé sont toujours méconnues, on réalise ici une simulation en normalisant l'intensité du faisceau par l'intensité d'obscurité I_d , $I_N = I/I_d$ avec $I_d = 0.1W/m^2$. Le modèle à un seul centre prédit que la taille du faisceau focalisé est indépendante de l'intensité si $I > I_d$.

Les résultats du modèle à 2 centres actifs donnés sur la figure 4.23 montre un comportement différent. En effet la taille du faisceau au maximum de focalisation augmente lorsque son intensité d'entrée augmente.

Pour comprendre cette évolution on présente les variations d'indices correspondant aux figures 4.23b, d et f sur la figure 4.24. On remarque que la profondeur maximale de la variation d'indice Δn diminue et devient non homogène lorsque l'intensité augmente. La variation d'indice photo-induite Δn est proportionnelle à l'opposé du champ de charge d'espace $\Delta E_{py} - E_{ph}$.

Ce champ résulte de la compétition entre l'effet pyroélectrique et l'effet photovoltaïque. Comme nous l'avons montré précédemment le champ photovoltaïque est sensible à l'intensité, ce qu'implique que la profondeur maximale de la variation d'indice Δn est donc dépendante de l'intensité.

Pour de faibles valeurs d'intensité, en régime établi le champ photovoltaïque qui provient essentiellement du centre fer est plus faible que le champ pyroélectrique. En conséquence un champ d'amplitude quasi constante sur toute la propagation produit un indice plus fort et quasi constant au centre de faisceau malgré l'absorption du milieu (fig. 4.24a et b). On peut dire ici que le comportement est similaire à celui prédit par le modèle à un seul centre. En revanche l'augmentation de l'intensité lumineuse active le second centre profond et diminue la profondeur du champ utile à la focalisation $\Delta E_{py} - E_{ph}^{Fe} - E_{ph}^X$ ce qui limite la modulation d'indice Δn (fig. 4.24c et e).

Lors de la focalisation d'un faisceau lumineux gaussien intense sur la face d'entrée du cristal, l'intensité lumineuse diminue au cours de la propagation à cause de la diffraction. Cette propagation donne naissance à un effet photovoltaïque plus important dans les premières longueurs de propagations que dans les dernières longueurs de propagation. Ceci explique la plus faible profondeur de la modulation d'indice dans la première partie de propagation (fig. 4.24d et f). Dans la seconde partie de propagation l'intensité est plus faible et ainsi une modulation d'indice positive de plus faible amplitude est induite dans le matériau.

On conclut que dans le régime d'intensité moyenne avec de faibles variations de températures on peut obtenir une autofocalisation avec des tailles de faisceaux qui sont proches des faisceaux d'entrées sans pour autant avoir une propagation homogène à l'intérieur du milieu et donc une propagation soliton.

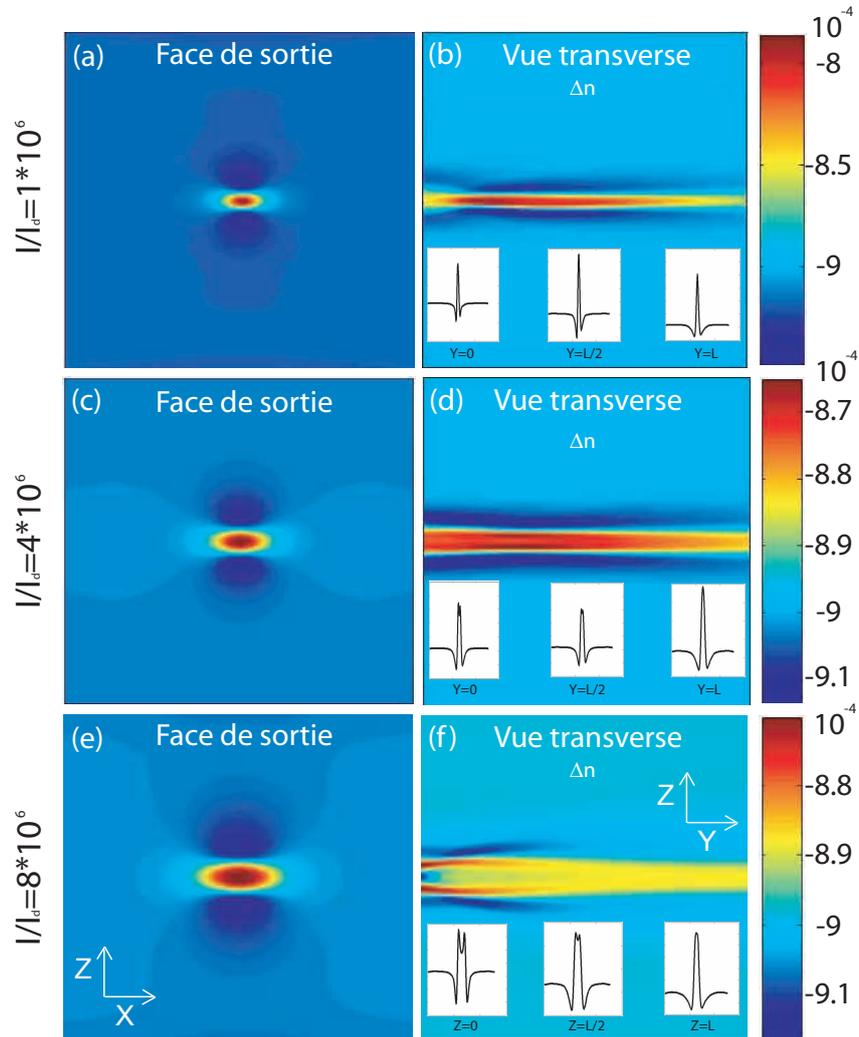


FIGURE 4.24 – Modulations d'indices associés aux spots focalisés des figures 4.23b, d et f respectivement

β Comportement de l'autofocalisation pyroélectrique pour $I > I_{th}$

On s'intéresse maintenant au comportement de l'autofocalisation aux très fortes intensités ($I > I_{th}$), lorsque $I = I_{th}$ le courant photovoltaïque compense le courant pyroélectrique, ce qui donne un champ total nul dans le milieu. Pour des intensités supérieures à I_{th} le courant PV dépasse le courant pyroélectrique et un courant total négatif apparaît (fig. 4.25d). Ce dernier donne naissance à un champ défocalisant dans le matériau qui crée une diminution locale d'indice de réfraction (fig. 4.25f) qui scinde le faisceau focalisé sur la face d'entrée en deux parties distinctes comme illustré sur la figure 4.25b et c.

Par la suite l'intensité est plus faible du fait de cette séparation en deux parties et le courant total dans chaque partie du faisceau est positif dans la suite de la propagation

(fig. 4.25d). L'effet focalisant régit donc dans la suite de la propagation et forme deux faisceaux en sortie (fig. 4.25b). Sur la figure 4.25 les deux spots ont des intensités différentes. Cette différence est due à la saturation de charges.

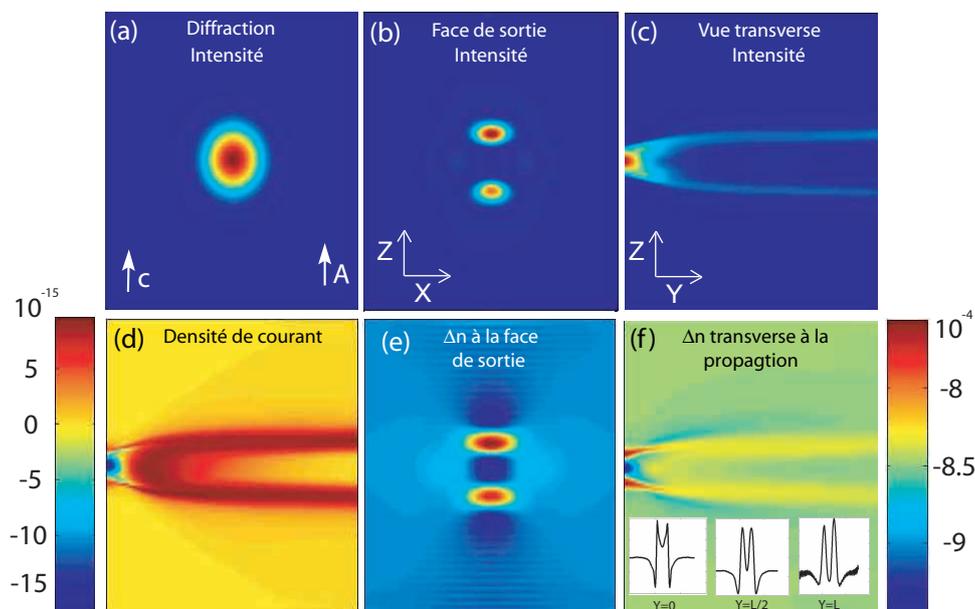


FIGURE 4.25 – Propagation d'un faisceau gaussien intense de polarisation extraordinaire. Régime de diffraction à la face de sortie (a). Images au maximum de focalisation de l'intensité (b) et de la modulation d'indice (e). Images au cours de propagation au maximum de focalisation de l'intensité (c), du courant total (d) et de la modulation d'indice (f).

4.4.2 Etude expérimentale de l'autofocalisation pyroélectrique à forte intensité

Le montage expérimental utilisé est similaire à celui utilisé dans la partie précédente (voir figure 3.3).

4.4.2.1 Expériences dans le LN congruent

L'intensité du faisceau laser est changée de $10^5 W/m^2$ à $10^7 W/m^2$ et l'autofocalisation est obtenue en augmentant la température de l'échantillon de $10^\circ C$. On commence par les intensités faibles et on enregistre la dynamique afin de trouver le maximum de focalisation. Ensuite on se déplace dans une nouvelle zone de cristal et on réalise une nouvelle induction à une intensité plus élevée. L'expérience est répétée jusqu'à la valeur $I = 3.7 \times 10^6 W/m^2$. Les résultats sont présentés sur la figure 4.26.

On constate que les résultats expérimentaux sont en accord avec les résultats numériques, le faisceau est focalisé de moins en moins efficacement lorsque l'intensité augmente.

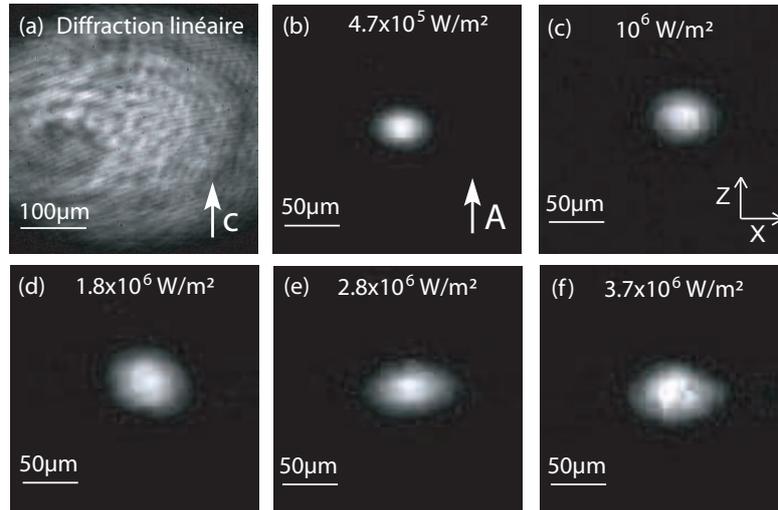


FIGURE 4.26 – Evolution de la taille du spot de sortie au maximum de focalisation pour un faisceau laser de polarisation extraordinaire pour différentes intensités dans un cristal de niobate de lithium congruent soumis à une augmentation de température de 10°C .

Pour $I = 1.1 \times 10^7 \text{W/m}^2$ l'effet défocalisant est assez fort pour scinder le faisceau laser gaussien en deux spots dans lesquels l'intensité est moins forte que la valeur de l'intensité seuil ce qui permet leur focalisation dans la seconde partie de la propagation comme cela est prédit par le modèle numérique (figure 4.27).

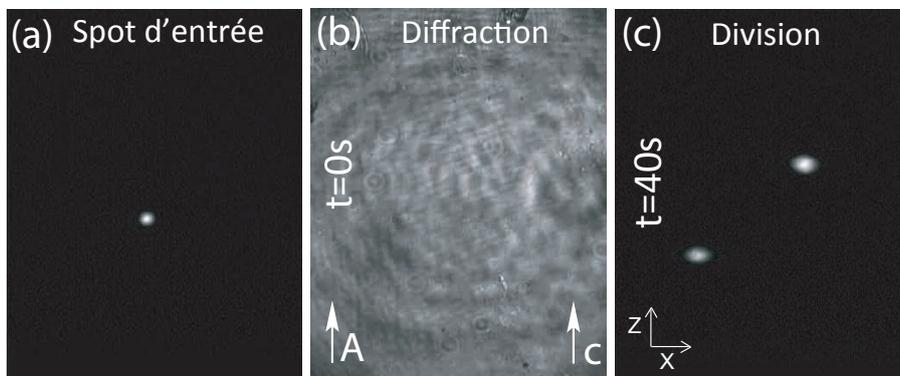


FIGURE 4.27 – Scission d'un faisceau laser ($\lambda = 532\text{nm}$) de polarisation extraordinaire et d'intensité $I \approx 10^7 \text{W/m}^2$ dans un cristal de LN congruent

4.4.2.2 Expériences dans le LN stoechiométrique

La scission de faisceau a également été observée dans des échantillons de LN stoechiométrique pour une variation de température $\Delta T = 10^\circ C$ et pour une intensité 100 fois moins forte que dans l'expérience précédente figure 4.28.

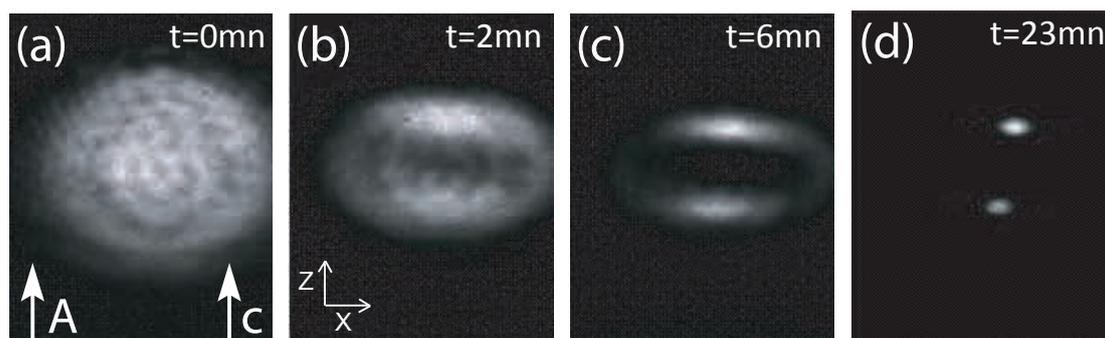


FIGURE 4.28 – Dynamique montrant la scission d'un faisceau laser ($\lambda = 532nm$) de polarisation extraordinaire et d'intensité $I \approx 10^5 W/m^2$ dans un cristal de LN stoechiométrique. Variation de température $\Delta T = 10^\circ C$

On note que l'augmentation progressive de la taille de faisceau focalisé en fonction de l'intensité est plus difficile à caractériser dans un échantillon de LN stoechiométrique, la scission du faisceau apparaît à plus basse intensité.

Pour la polarisation ordinaire la scission du faisceau n'a pas été observée dans le LN congruent, alors qu'elle est obtenue dans le LN stoechiométrique pour les deux polarisation pour des intensités similaires (figures 4.28 et 4.29).

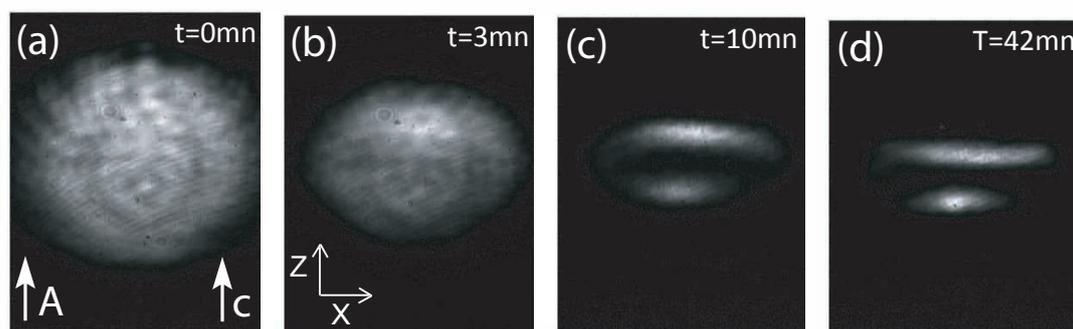


FIGURE 4.29 – Scission d'un faisceau laser ($\lambda = 532nm$) de polarisation ordinaire et d'intensité $I \approx 10^5 W/m^2$ dans un cristal de niobate de lithium stoechiométrique. Variation de température $\Delta T = 10^\circ C$

En polarisation ordinaire le champ de charge d'espace n'est cependant pas assez fort pour compenser la faible valeur du coefficient électro-optique. Ceci ne permet pas d'atteindre des spots bien confinés en sortie (figure 4.29d).

Sur les figures 4.27 et 4.28 les deux zones focalisées ne sont pas situées sur un axe verticale (figs. 4.27c, 4.28d). Ce décalage peut avoir comme origine la contribution d'une composante photovoltaïque additionnelle dans l'effet photoréfractif. Par ailleurs, La différence d'intensité entre les deux spots confirme le phénomène de saturation de charges obtenu par le modèle numérique.

Finalement si l'intensité est augmentée au delà des valeurs précédentes une division en plus de deux spots peut avoir lieu ce qui peut mener à une dislocation totale du faisceau comme illustré sur la figure 4.17.

La division de faisceau peut être évitée en augmentant l'élévation de température de l'échantillon afin d'obtenir un champ pyroélectrique qui domine largement le champ photovoltaïque voir figure 4.30.

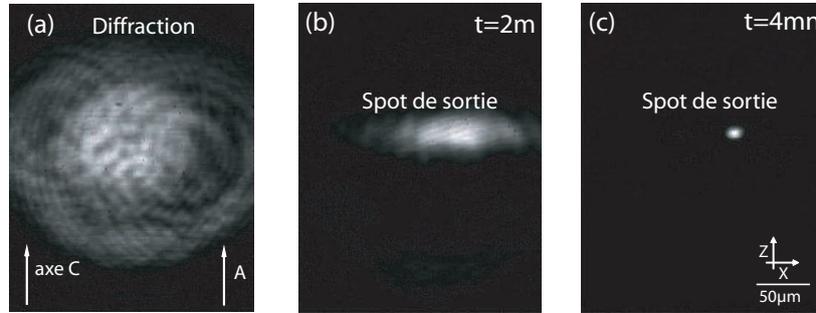


FIGURE 4.30 – Focalisation en un seul spot d'un faisceau laser ($\lambda = 532\text{nm}$) de polarisation extraordinaire et d'intensité $I \approx 10^5\text{W/m}^2$ dans un cristal de niobate de lithium stoechiométrique. Variation de température $\Delta T = 20^\circ\text{C}$

4.4.3 Etude de l'amplitude du champ photovoltaïque en fonction de l'intensité.

Pour suivre l'évolution du champ photovoltaïque en fonction de l'intensité dans les deux échantillons de niobate de lithium congruent et stoechiométrique, nous réalisons plusieurs séries d'expériences pour une variation de température de 10°C en fonction de l'intensité.

En régime de focalisation ($\Delta E_{py} > -E_{ph}$), à partir de la mesure de la taille à mi-hauteur Δx des spots focalisés en sortie. On déduit la valeur du champ photovoltaïque E_{ph} à partir de l'expression ci-dessous qui est déduite de la relation 3.10 :

$$E_{ph} = \Delta E_{py} - \left[\frac{\lambda}{2n^2 \Delta x \sqrt{r_{eff}}} \right]^2 \quad (4.13)$$

Les coefficients pyroélectriques sont quasi similaires pour les deux compositions de LN étudiées ici ($p \approx 6 \times 10^{-5}\text{C/m}^2\text{K}$) ce qui implique que les champs pyroélectriques peuvent

être considérés identiques dans les deux matériaux (CLN et SLN).

Les résultats sont présentés sur la figure 4.31a qui montre l'influence de l'intensité sur le champ E_{ph} dans un cristal de LN congruent (cercle) et dans un cristal de LN stoechiométrique (carré). La droite en pointillé indique la valeur du champ pyroélectrique $\Delta E_{py} = 24kV/cm$ présent dans les matériaux pour une variation de température de $\Delta T = 10^\circ C$.

En régime de scission, pour avoir une idée de l'évolution du champ photovoltaïque on représente la distance d entre les deux spots focalisés en fonction de l'intensité 4.31b.

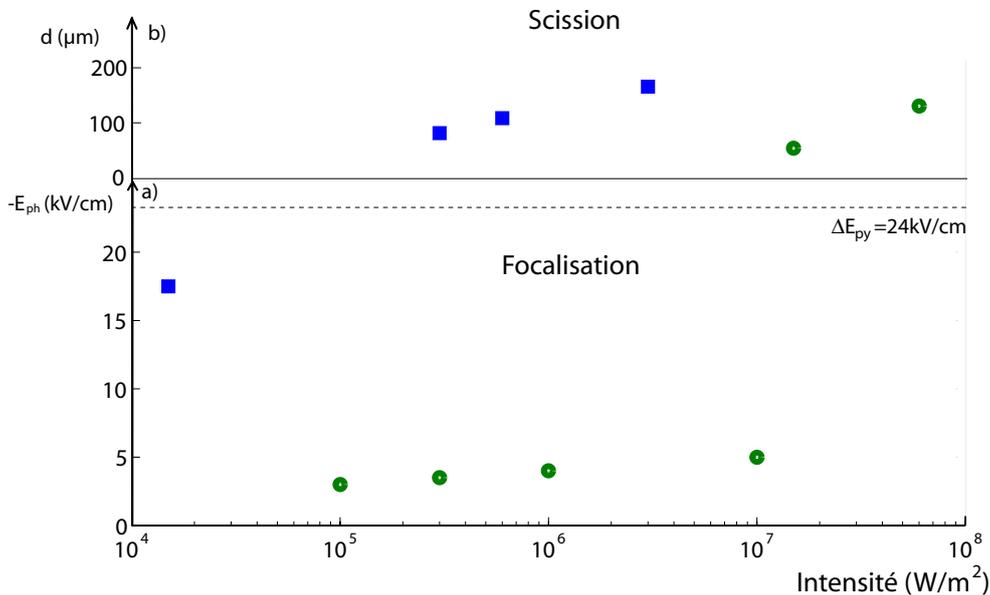


FIGURE 4.31 – Evaluation expérimentale du champ E_{ph} (a) pour des conditions donnant une focalisation et distance d entre les deux spots formés lors d'une scission (b) en fonction de l'intensité injectée dans un cristal congruent (cercle) et dans un cristal stoechiométrique (carré).

On remarque que la distance d entre les deux spots augmente avec l'intensité ce qui est signe d'un champ photovoltaïque croissant avec l'intensité.

En se basant sur ces deux courbes on constate que le champ E_{ph} dans un cristal de SLN est élevé et dépasse rapidement le champ pyroélectrique lorsque l'intensité augmente. L'utilisation de très faibles intensités $I \leq 10^4 W/m^2$ est donc préconisée afin d'atteindre une focalisation homogène pour des variations de température faibles. En revanche dans un cristal congruent le champ E_{ph} est moins fort initialement ce qui permet d'avoir une focalisation sans scission pour des intensités qui peuvent atteindre des valeurs proches de $I \approx 10^7 W/m^2$. Cependant à l'approche de I_{th} le champ E_{ph} augmente brusquement et dépasse le champ ΔE_{py} . En conséquence l'intervalle d'intensité utilisable pour une variation de température $\Delta T = 10^\circ C$ est plus réduit dans le cristal stoechiométrique que

dans le cristal congruent.

Cette différence entre les valeurs du champ photovoltaïque dans les deux cristaux peut avoir comme origine le type de polarons dans la bande interdite. Puisque dans un cristal stoechiométrique la concentration de lithium est proche de celle du niobium les polarons Nb_{Li} existent en faible quantité contrairement au LN congruent. Cependant d'autres polarons dus à des ions de niobium qui se situent sur les sites de niobium Nb_{Nb} peuvent rentrer dans le processus de la photoréfraction [180]. D'autres études lient l'origine de la forte valeur du champ PV dans le LN stoechiométrique à la forte concentration du fer dans le matériau [168].

4.5 Propriétés des guides photo-induits

En raison de l'effet mémoire de l'effet photoréfractif les faisceaux autopiégés laisse place à une structure d'indice qui forme un guide optique. Ces guides d'onde photo-induits par des longueurs d'ondes courtes (ici 532nm) où l'effet photoréfractif est plus efficace, permettent de guider des longueurs d'ondes longues (800nm-1550nm) où l'effet photoréfractif est négligeable. Dans cette partie nous allons tester les propriétés de ces guides par différentes conditions de formation et à l'aide de longueurs d'ondes variées.

4.5.1 Guides d'onde induits avec champ appliqué

4.5.1.1 Partie expérimentale

On commence tout d'abord par présenter des résultats obtenus sur des guides photo-induits à l'aide d'un champ électrique appliqué E_0 .

Le montage expérimental est constitué de deux lasers l'un à 532nm et l'autre à 1064nm, les guides sont photo-inscrit en polarisation extraordinaire et en polarisation ordinaire par le laser visible. La technique d'induction est similaire à celle présentée dans la figure 3.3 mais au lieu de changer la température de l'échantillon on applique une tension entre les faces C. Les paramètres d'induction sont $E_0 = 40kV/cm$, $FWHM = 15\mu m$ et $P = 114\mu W$.

Les expériences sont réalisées dans un cristal de LN de 20mm de long. Lorsque les guides sont générés et mémorisés dans le matériau, la tension appliquée est enlevée. Ces guides sont dans un premier temps sondés à la longueur d'onde d'écriture avec les deux polarisations linéaires et ensuite à la longueur d'onde du proche infra-rouge $\lambda = 1064nm$. On présente sur la figure 4.32a le cas d'un guide d'onde photoréfractif généré par une polarisation extraordinaire. Lorsque le guide d'onde est formé, la tension appliquée est enlevée et l'intensité optique est réduite à quelques W/m^2 afin d'éviter d'effacer la structure inscrite. Le guide est d'abord testé en polarisation extraordinaire (figure 4.32b). Un

second teste est effectué en polarisation ordinaire (figure 4.32c).

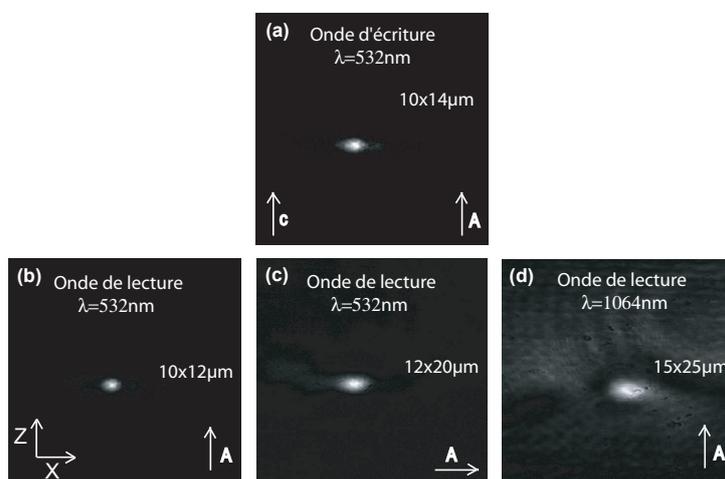


FIGURE 4.32 – Images en sortie d'un guide photo-induit par une polarisation extraordinaire (a), testé par une sonde à 532nm en polarisation extraordinaire (b), en polarisation ordinaire (c) et par une sonde à 1064nm en polarisation extraordinaire (d).

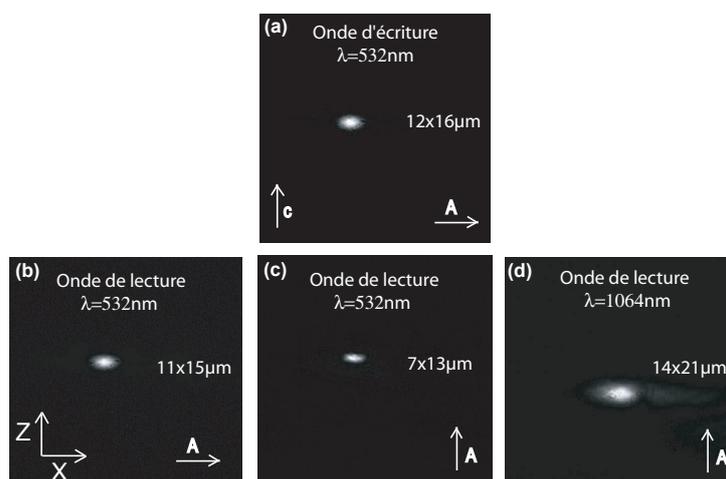


FIGURE 4.33 – Images en sortie d'un guide photo-induit par une polarisation ordinaire (a), testé par une sonde à 532nm en polarisation ordinaire (b), en polarisation extraordinaire (c) et par une sonde à 1064nm en polarisation extraordinaire (d).

Enfin une sonde dans le proche infra-rouge à 1064nm polarisé extraordinairement est utilisé (fig. 4.32d). On constate que le meilleur guidage pour l'onde sonde à 532nm est ob-

tenu pour une polarisation selon l'axe C (extraordinaire). En revanche pour $\lambda = 1064nm$ les pertes sont plus importantes en raison d'un confinement moindre. Le guidage en polarisation ordinaire (non présenté) n'est pas satisfaisant.

Dans le cas d'un guide induit par une polarisation ordinaire (figure 4.33a), la meilleure efficacité de guidage à 532nm est toujours obtenue pour une polarisation extraordinaire (figure 4.32c). En comparaison avec le guide inscrit par la polarisation extraordinaire, la longueur d'onde 1064nm est mieux guidée avec des pertes moindres (figure 4.33d).

En conclusion ces résultats montrent clairement que les solitons spatiaux induits par la polarisation ordinaire génèrent des guides ondes plus profonds que les guides induits par la polarisation extraordinaire. En effet le large champ de charge d'espace inscrit dans le matériau par la polarisation ordinaire en conjonction avec le fort coefficient électro-optique r_{33} lors de la lecture en polarisation extraordinaire génèrent une variation d'indice Δn assez importante capable de guider une longueur d'onde infra-rouge avec des pertes modérées.

4.5.1.2 Analyse des guides par simulations numériques

Afin de confirmer cette conclusion nous avons effectué des simulations pour trouver le champ utile inscrit dans le matériau pour chaque polarisation. Puisque expérimentalement les deux polarisations peuvent atteindre des tailles de guide quasi-similaires, lors de la simulation nous avons considéré le champ photovoltaïque comme la variable d'ajustement jusqu'à l'obtention de résultats numériques semblables aux résultats expérimentaux.

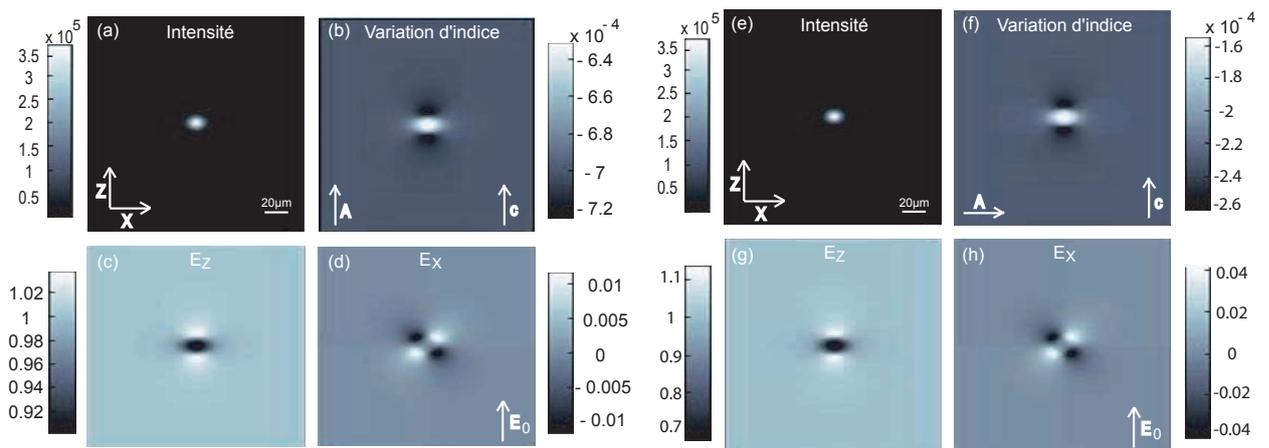


FIGURE 4.34 – Résultats numériques d'un soliton brillant 2D de $15\mu m$ à FWHM induit en polarisation extraordinaire (figure de gauche) et en polarisation ordinaire (figure de droite). Images en sortie en régime établie de distribution d'intensité (a, e), variation d'indice Δn (b, f), composante du champ de charge d'espace selon l'axe Z(C) (c, g) et composante du champ de charge d'espace selon l'axe X.

Les résultats sont présentés sur la figure 4.34. Les paramètres de la simulation sont : $P = 114\mu W$, $E_0 = 40kV/cm$, $FWHM = 15\mu m$, $N_A = 2 \times 10^{26} cm^{-1}$, $N_D/N_A = 2$, $I_d = I_{max}/100$, $E_{phe} = -35kV/cm$ et $E_{pho} = -26kV/cm$.

Ces paramètres nous permettent d'obtenir des variations d'indice induites par les deux polarisations (figure 4.34). On constate que la profondeur du guide formé par un soliton en polarisation extraordinaire ($\Delta n_e = 1.2 \times 10^{-4}$, fig. 4.34b) et en polarisation ordinaire ($\Delta n_o = 1 \times 10^{-4}$, fig. 4.34f) est quasi similaire. Ce qui donne en prenant en compte l'effet Pockels un champ utile qui vaut $E_{ue} = 4kV/cm$ pour la polarisation extraordinaire et $E_{uo} = 14kV/cm$ pour la polarisation ordinaire (figures 4.34(c) et (g)).

A partir de ces distributions de champ présent dans le matériau on peut calculer la variation d'indice vue par l'onde sonde injectée dans chacune de ces structures guidantes pour les deux polarisations.

- Guide induit par un faisceau de polarisation extraordinaire.

Si la polarisation de l'onde sonde est extraordinaire, l'indice qui va être vu par cette onde est $\Delta n = -0.5r_{33}n_e E_{ue} = 1.2 \times 10^{-4}$ alors que pour une polarisation ordinaire la variation d'indice est $\Delta n = -0.5r_{13}n_o E_{ue} = 0.4 \times 10^{-4}$.

- Guide induit par un faisceau de polarisation ordinaire

Pour une polarisation extraordinaire, de l'onde de lecture, la variation d'indice est $\Delta n = -0.5r_{33}n_e E_{uo} = 3.8 \times 10^{-4}$ et pour une polarisation ordinaire $\Delta n = -0.5r_{13}n_o E_{uo} = 0.3 \times 10^{-4}$.

Le tableau 4.35 résume les valeurs de variations d'indices Δn obtenus dans les différentes configurations.

Polarisation de la sonde	Faisceau d'écriture en polarisation ordinaire	Faisceau d'écriture en polarisation extraordinaire
Extraordinaire	$\Delta n = 3.8 \times 10^{-4}$	$\Delta n = 1.2 \times 10^{-4}$
Ordinaire	$\Delta n = 0.3 \times 10^{-4}$	$\Delta n = 0.4 \times 10^{-4}$

FIGURE 4.35 – Profondeurs des guides Δn en fonction de la polarisation du faisceau d'écriture et la polarisation de l'onde sonde. Paramètres : $\lambda_{écriture} \text{ et sonde} = 532nm$, $E_0 = 40kV/cm$, $I_{écriture} = 4 \times 10^5 W/m^2$, LN congruent.

La profondeur d'indice Δn la plus importante est donc obtenue lorsque le guide est induit par une polarisation ordinaire et sondé par une sonde de polarisation extraordinaire. Dans ce cas $\Delta n = 3.8 \times 10^{-4}$, ce qui explique le guidage correct de l'onde infra-rouge à 1064nm dans un guide induit par un soliton spatial brillant de polarisation ordinaire.

4.5.2 Guides d'onde induits par effet pyroélectrique

Ces résultats expérimentaux encourageants obtenus pour le guidage de 1064nm par l'autofocalisation photoréfractive dans un cristal de LN avec un champ électrique appliqué nous ont poussé à réaliser des tests dans des guides formés par effet pyroélectrique pour le guidage aux longueurs d'onde télécoms $\lambda = 1550nm$.

Le guide écrit à l'aide d'une longueur d'onde est systématiquement monomode à cette longueur d'onde et offre un confinement maximal. Pour cette raison il permettra de guider des longueurs d'ondes proches de celle d'écriture. Cependant il est très utile de pouvoir guider une longueur d'onde IR, qui n'a aucune influence sur le guide étant donné la sensibilité photoréfractive du LN, dans une structure induite par un faisceau d'écriture visible. C'est ce que nous voulons montrer dans cette partie.

Pour la génération des guides nous allons présenter deux méthodes d'induction : par lentille focalisante et par fibre optique.

4.5.2.1 Induction par lentille de focalisation

La démonstration expérimentale a été effectuée dans un échantillon de LN stoechiométrique de coupe Z et de dimensions $20mm \times 8mm \times 0.5mm$ respectivement selon Y, X et Z. Le banc expérimental de la première expérience est composé d'un laser ($\lambda = 632nm$) polarisé perpendiculairement à l'axe C et focalisé sur la face d'entrée de l'échantillon en une tâche de $20\mu m$ à l'aide d'une lentille de focale 50mm. La puissance du faisceau est de $220\mu W$ (fig. 4.36).

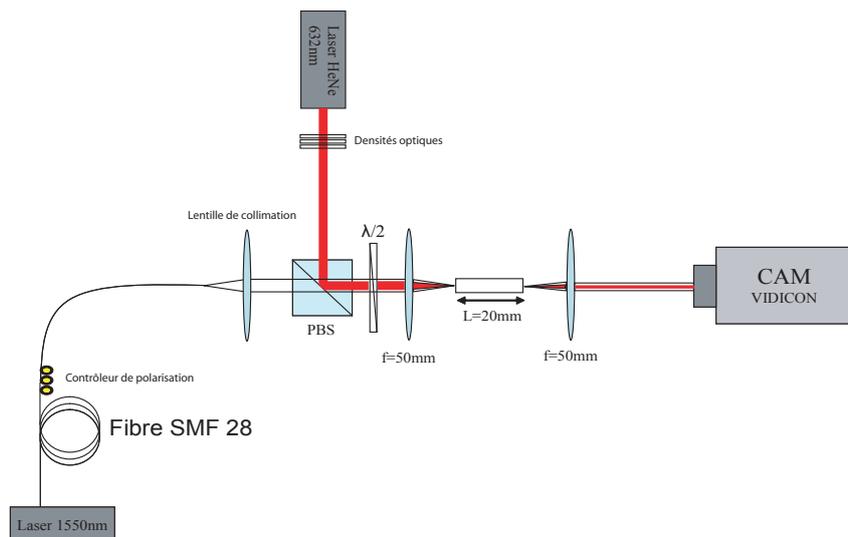


FIGURE 4.36 – Banc expérimental pour la photo-induction de guides à $\lambda = 632nm$ et le test à $\lambda = 1550nm$.

La focalisation pyroélectrique est générée avec une augmentation de température de $\Delta T = 30^\circ C$ du cristal. Un faisceau de longueur d'onde 1550nm, de puissance 5mW et

polarisée selon l'axe C est injecté dans le guide généré. Les résultats sont présentés sur la figure 4.37. Les tailles des spots d'entrées de l'onde d'écriture et de lecture sont similaires voir figures 4.37a et d, en revanche la diffraction linéaire est plus importante avec $\lambda = 1550nm$ qu'avec $\lambda = 632nm$ (figs. 4.37b et e) en accord avec la longueur de diffraction (L_D) qui diminue avec la longueur d'onde d'après la relation :

$$L_D = 2\pi n w^2 / \lambda \quad (4.14)$$

avec n et w respectivement l'indice moyen de réfraction et le waist du faisceau gaussien.

La longueur du cristal est ici de $9L_D$ pour ($\lambda = 632nm$) et de $25L_D$ pour ($\lambda = 1550nm$). Si on injecte le faisceau IR dans un guide préalablement induit par le laser rouge (fig. 4.37c), on constate qu'un confinement correct est obtenu (fig. 4.37f). On remarque que les tailles des spots d'entrée et de sortie de l'onde de lecture ($\lambda = 1550nm$) sont similaires (fig. 4.37d et f) ce qui confirme que le faisceau injecté dans le structure guidante est optimisé pour obtenir un couplage efficace sur le mode guidé. Par ailleurs on constate que le mode guider à $632nm$ est mieux confiné qu'à $1550nm$ en raison de l'influence de la variation d'indice Δn sur la taille du mode guidé.

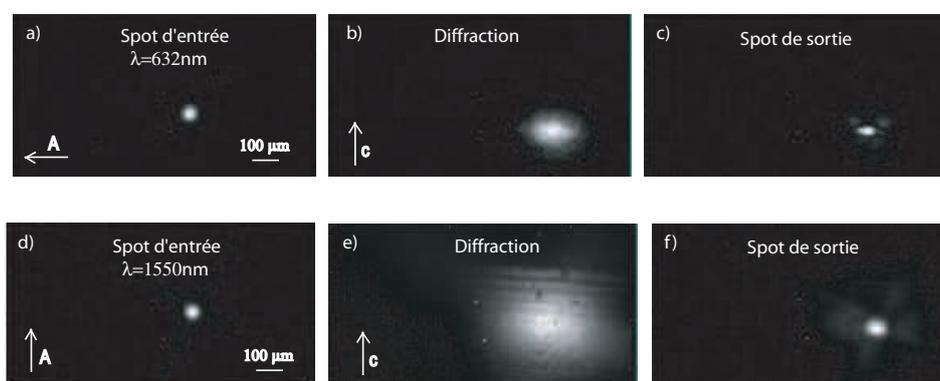


FIGURE 4.37 – Guidage de l'onde de télécommunication $\lambda = 1550nm$ par un guide photo-inscrit par $\lambda = 632nm$

On a montré que l'on peut obtenir une variation d'indice qui permet un bon guidage aux longueurs d'onde des télécommunications en choisissant une polarisation différente du faisceau d'écriture. On peut noter que pour des longueurs d'onde plus courtes le guide risque d'être multimode.

4.5.2.2 Induction par fibre optique

La seconde expérience a pour objectif la réalisation d'un autocouplage entre une fibre optique et un guide photo-induit. L'expérience consiste à créer un guide à partir d'une

fibres optiques approché de la face d'entrée de l'échantillon et ainsi de n'utiliser aucun composant optique entre les deux éléments. La fibre utilisée est une fibre PCF (Photonic Crystal Fibre) monomode à $\lambda = 632nm$ et à $\lambda = 1550nm$ avec un coeur de $20\mu m$ de diamètre dont le mode guidé à $\lambda = 632nm$ et à $\lambda = 1550nm$ fait $15\mu m$ de diamètre (waist) (Les caractéristiques de cette fibre sont données dans l'annexe). Afin de déterminer quelle variation de température est nécessaire pour l'autofocalisation d'un faisceau de cette taille, nous avons calculé la valeur du champ utile qu'il faut générer pour induire un soliton d'environ $10\mu m$ de largeur à mi-hauteur. Pour cela on utilise la relation 3.10 démontrée dans le chapitre précédent.

Grâce à cette relation on trace les courbes qui donnent l'évolution du champ utile E_u en fonction de la longueur d'onde d'induction et de la taille du soliton (figure 4.38).

Le champ utile augmente avec la longueur d'onde et plus le guide généré est de petite

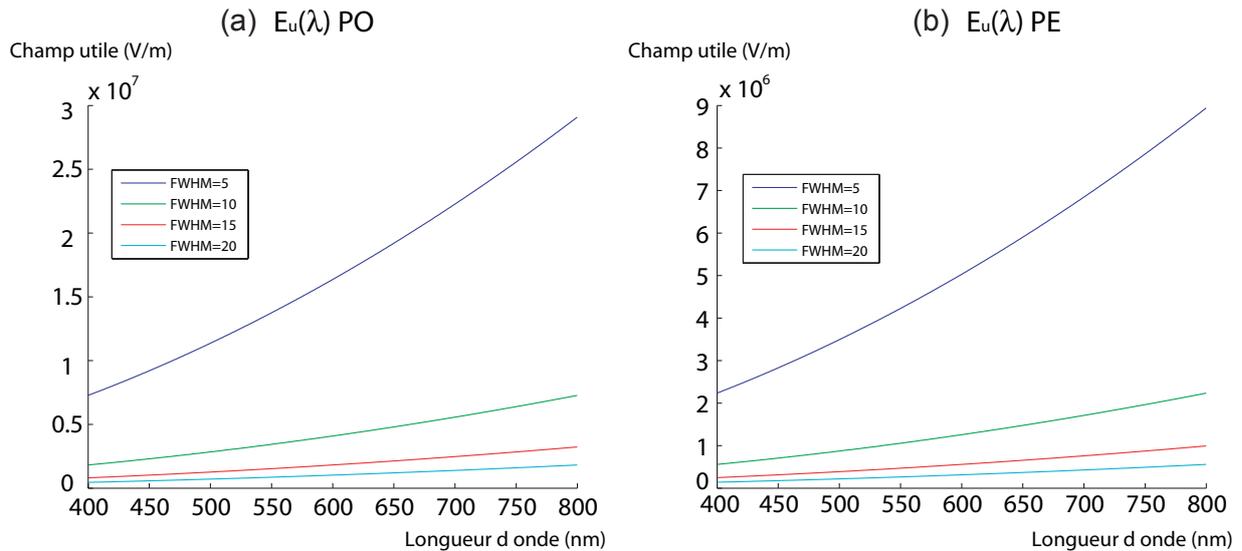


FIGURE 4.38 – Evolution du champ utile E_u pour générer des soliton de taille ($5\mu m$, $10\mu m$, $15\mu m$ et $20\mu m$) en polarisation ordinaire (a) et une polarisation extraordinaire (b) dans le LN en fonction de la longueur d'onde d'induction

taille plus il faut un champ utile plus fort (E_u). On constate également que le champ qu'il faut produire en polarisation ordinaire est trois fois supérieur que celui qu'il faut générer en polarisation extraordinaire en raison du ratio r_{33}/r_{13} .

Ainsi pour induire un guide d'onde avec un soliton spatial de $5\mu m$ à $\lambda = 632nm$ il faut un champ de $56kV/cm$ en polarisation extraordinaire et un champ $180kV/cm$ en polarisation ordinaire.

Donc on déduit que pour induire un soliton spatial de $5\mu m$ de largeur en polarisation ordinaire il faut une variation de température de $100^\circ C$ alors qu'une variation de $40^\circ C$ suffit en polarisation extraordinaire. Cet ordre de grandeur de la variation de température étant déterminé, nous allons décrire le banc expérimentale utilisé. Le montage est donné

sur la figure 4.39.

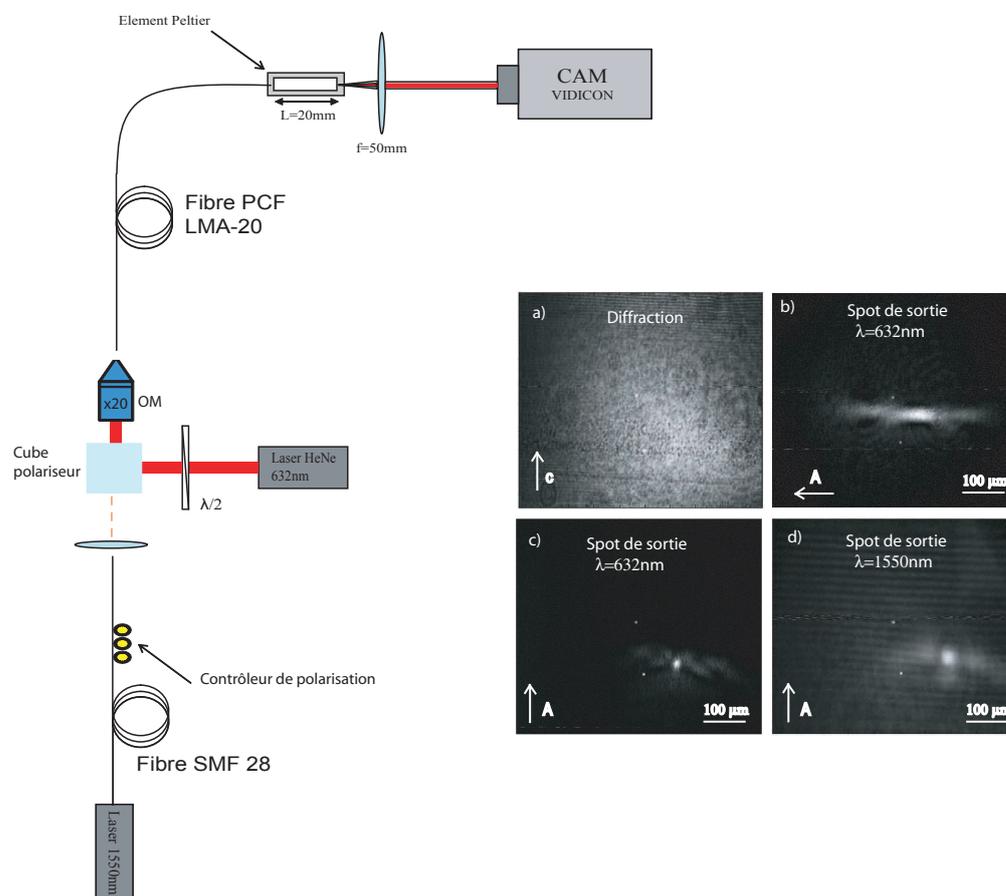


FIGURE 4.39 – *Ecriture et test des guides photo-induits par couplage direct à l'aide d'une fibre PCF et un échantillon de LN. Ecriture du guide en polarisation ordinaire (b), en polarisation extraordinaire (c) et test à 1550nm du guide photo-induit en polarisation extraordinaire (d).*

On injecte un faisceau à $\lambda = 632nm$ dans la fibre, ensuite on règle la polarisation de la lumière en sortie à l'aide d'un contrôleur de polarisation fibré pour injecter une polarisation ordinaire dans le cristal. La fibre est approchée de la face d'entrée de l'échantillon et une caméra VIDICON permet d'imager la sortie du cristal à l'aide d'une lentille de focale 50mm. En régime linéaire une large tâche de diffraction est observée (figure 4.39a). D'après nos calculs précédents (fig. 4.38a) une variation de température de $30^{\circ}C$ est suffisante pour obtenir un soliton de $9\mu m$ de diamètre. Cependant sur la figure 4.39b on observe que la compensation totale de la diffraction n'a pas été obtenue. Même des variations de température de l'ordre de $60^{\circ}C$ ne permettent pas une focalisation plus efficace.

Il semble que ce comportement soit lié à la section efficace trop faible à $\lambda = 632nm$ ce qui ne permet pas une génération suffisante de charges pour créer un champ utile capable de confiner le faisceau laser de $9\mu m$ de diamètre. D'après les études précédentes la saturation de charge ne semble pas être présente dans le cristal de LN stoechiométrique utilisé.

Un guide à fort confinement compatible avec une injection directe à partir de la fibre PCF a cependant été réalisé en polarisation extraordinaire pour une variation de température de $40^\circ C$.

Dans ce cas quelques minutes après avoir augmenté la température de l'échantillon de $40^\circ C$ l'optimum de l'autofocalisation est atteint (fig. 4.39c). Le guide ainsi formé à $\lambda = 632nm$ est testé avec une onde sonde à $\lambda = 1550nm$ (fig. 4.39d).

On observe que le guidage de l'onde pompe ($\lambda = 632nm$) et de l'onde sonde ($\lambda = 1550nm$) fait apparaître des pertes qui peuvent avoir plusieurs origines :

- La distribution d'intensité en entrée n'a pas un recouvrement optimal avec le mode guidé.
- La polarisation à la sortie de la fibre n'est pas totalement linéaire ce qui peut perturber la dynamique de la focalisation pyroélectrique.
- La faible profondeur du guide provoque des pertes en raison d'un guidage trop faible.

La recherche d'échantillons de LN qui permettent l'obtention de variations d'indice de l'ordre de 10^{-3} est toujours en cours. Une telle variation d'indice peut permettre une grande amélioration de l'auto-couplage entre la fibre et le guide photo-induit. En effet même si la méthode de la focalisation pyroélectrique permet d'avoir des champs de très large amplitude si les charges qui participent à l'écrantage de ce champ sont en nombre insuffisant l'obtention de fortes variations d'indice n'est pas possible.

Ces travaux se poursuivent dans le laboratoire.

4.6 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons caractérisé en détail l'influence de paramètres tels que la polarisation et l'intensité de l'onde lumineuse sur l'autofocalisation pyroélectrique. Nous avons vu que dans un cristal de LN stoechiométrique l'autofocalisation pyroélectrique permet un bon confinement dans les deux dimensions pour les deux polarisations extraordinaire et ordinaire. En revanche dans un cristal de LN congruent la focalisation en polarisation ordinaire est moins efficace. Nous avons montré que la saturation de charges dans ce matériau est la cause derrière ce faible confinement.

La grande résistivité de LN permet un maintien durant plusieurs heures du champ pyroélectrique, mais ce champ peut être perturbé ou même annulé par un simple court-circuit.

L'étude de l'influence de l'intensité sur la focalisation pyroélectrique a montré que le champ photovoltaïque est très sensible à l'intensité lumineuse. Lorsque l'intensité dépasse l'intensité seuil (I_{th}) une séparation de faisceau est observée au lieu d'une autofocalisation donnant un spot unique. La valeur de l'intensité I_{th} est très dépendante de la stoechiométrie de LN ainsi I_{th} est 100 fois moins forte dans un cristal de LN stoechiométrique que dans un cristal congruent en raison d'un effet photovoltaïque moins fort dans ce dernier. Par contre une augmentation plus abrupte du champ photovoltaïque est présente dans les échantillons congruents dès que l'intensité seuil est dépassée.

On peut dire donc que le LN stoechiométrique convient mieux pour l'induction des guides de tailles similaires avec les deux polarisations linéaires, alors que le LN congruent est mieux placé pour une induction à forte intensité.

Finalement nous avons montré que les guides d'onde induits par une longueur d'onde visible sont capable de guider des longueurs d'onde du proche infrarouge.

Chapitre 5

Soliton de surface pyroélectrique

Ce chapitre présente un nouveau genre de solitons spatiaux appelés solitons de surface. Ces ondes se propagent à l'interface entre un milieu non linéaire et un milieu linéaire. Nous allons montrer dans cette dernière partie que la nonlinéarité photoréfractive pyroélectrique est capable de générer de tels solitons. La démonstration expérimentale va être réalisée dans des échantillons de LN congruent et stoechiométrique. Finalement on présentera une simulation numérique qui explique cette observation.

5.1 Les solitons optiques de surface

Les ondes de surface sont des ondes localisées qui se propagent à l'interface entre deux milieux de propriétés optiques différentes. Ces ondes sont parmi les phénomènes les plus intrigants en optique et elles possèdent des caractéristiques n'ayant aucun analogue dans les milieux homogènes. Cela pourrait déboucher sur des applications concrètes pour explorer les propriétés aux interfaces [181] des matériaux ou encore pour réaliser des capteurs.

Dans le domaine de l'optique linéaire une onde de polarisation TM peut se propager à l'interface entre un diélectrique et un métal [182] ou entre un milieu périodique et un milieu homogène [183] ou encore entre un milieu anisotrope et un milieu isotrope [184,185].

Dans nos travaux nous nous sommes intéressés aux ondes surfaciques nonlinéaires [186] et plus particulièrement aux solitons de surface. Ces ondes solitoniques se propagent entre deux milieux d'indice différents avec au moins l'un des milieux qui se caractérise par un effet non-linéaire optique. L'énergie de l'onde de surface est localisée principalement dans le milieu où l'indice de réfraction moyen est plus élevé que celui du milieu adjacent. Le piégeage à l'interface se produit grâce à un équilibre entre la force répulsive qui repousse le faisceau en raison de la présence d'un milieu de faible indice et l'asymétrie du profil d'indice généré par effet non-linéaire qui pousse le faisceau vers l'interface.

La première étude sur les ondes de surface a été réalisée par Tomlinson en 1980 [187]. Depuis, la communauté scientifique s'est intéressée à ce phénomène physique. En 2006 la première démonstration expérimentale du soliton de surface dit discret a été réalisée avec une nonlinéarité locale de type Kerr entre un milieu d'indice périodique et un milieu homogène [188]. Ce genre de soliton a été démontré également avec une nonlinéarité photoréfractive [189]. Très récemment un soliton de surface utilisant une nonlinéarité non locale a été démontré [58, 190, 191].

On expose ici ces deux genres de soliton de surface : soliton de surface local et soliton de surface non local.

5.1.1 Soliton de surface à nonlinéarité local

Avec une nonlinéarité locale, la génération d'un soliton de surface réclame une variation d'indice asymétrique. Une telle distribution peut-être induite par un faisceau dont le profil est distordu par l'interface ce qui nécessite une injection localisée à l'interface. Jusqu'à aujourd'hui seuls des travaux théoriques décrivent ces solitons qui sont basés sur des effets non linéaires locaux tel que l'effet Kerr [187,192]. Cependant une nouvelle technique a été explorée qui consiste à utiliser un milieu nonlinéaire périodique et à faire propager l'onde à l'interface entre le milieu nonlinéaire périodique et un milieu homogène. Cette technique a rapidement permis d'avoir des résultats expérimentaux intéressants et en accord avec la théorie. Comme par exemple les solitons discrets de surface démontrés dans un milieu périodique de Kerr [188] ou encore dans un milieu photoréfractif à réponse quasi-local [189].

La figure 5.1 montre un exemple de formation de solitons discrets de surface générés à l'interface entre un réseau de guides 2-D asymétrique et un milieu continu par effet non linéaire Kerr [193].

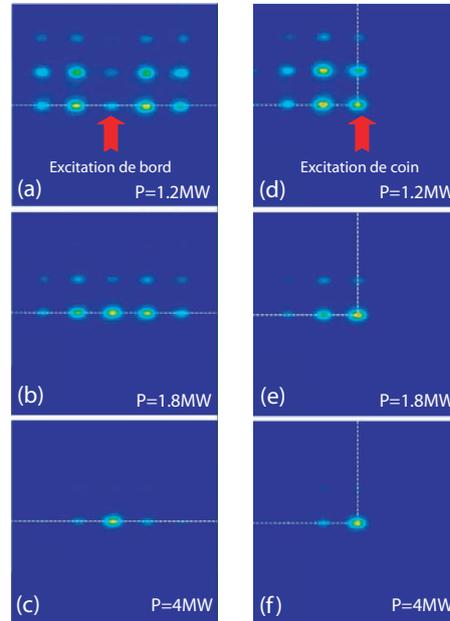


FIGURE 5.1 – *Dynamique de formation d'un soliton de surface discret au bord (a-c) et au coin (d-e) d'un réseau 2-D induit par un laser femto-seconde dans un échantillon de silicium [193]. P puissance d'entrée.*

Quand on injecte un faisceau dans des guides constituant le milieu périodique situés à l'interface entre le milieu périodique et le milieu continu (figs. 5.1a et d), en régime linéaire la diffraction est donnée par le couplage entre les guides voisins par l'intermédiaire de la partie évanescente des modes. Les positions discrètes possibles de la lumière ont donné la qualification de "diffraction discrète" (figs 5.1a et d). En revanche lorsqu'on augmente l'intensité du faisceau, l'indice de réfraction du guide excité augmente si une non-linéarité focalisante est présente. En conséquence la lumière se découple des guides voisins et se confine dans le guide excité en se propageant à l'interface entre le réseau photonique 2-D et le milieu continu (figs 5.1c et f). On note que dans ce cas la puissance soliton est forte en raison de l'utilisation de la non-linéarité Kerr.

Un autre type de soliton de surface moins contraignant qui ne nécessite ni périodicité ni injection précise à l'interface a été démontré. Ces solitons de surface exploitent des effets non linéaires non locaux.

5.1.2 Soliton de surface par non-linéarité non locale

La non-linéarité non locale se caractérise par une variation d'indice qui peut s'étendre loin du faisceau. Cette variation d'indice non locale offre une configuration idéale pour la

génération de solitons de surface. En effet, la lumière est dans ce cas attiré vers la surface à partir d'une position initiale lointaine au coeur du milieu pour finalement former un soliton de surface. De tels solitons ont été récemment démontrés à l'interface d'un diélectrique tout d'abord en utilisant une nonlinéarité thermique [58] et très récemment avec une nonlinéarité photoréfractive [190, 191]. Nous avons contribué à ces travaux en démontrant le soliton pyroélectrique de surface.

5.1.3 Le soliton de surface pyroélectrique

Grâce aux multiples avantages qu'offre la nonlinéarité non locale, nous avons choisi cette dernière pour générer un soliton de surface entre un échantillon de LN ($n_{LN} = 2.2$) et l'air ($n = 1$) en profitant de la saturation de la nonlinéarité pyroélectrique photoréfractive. Le concept est décrit sur la figure 5.2.

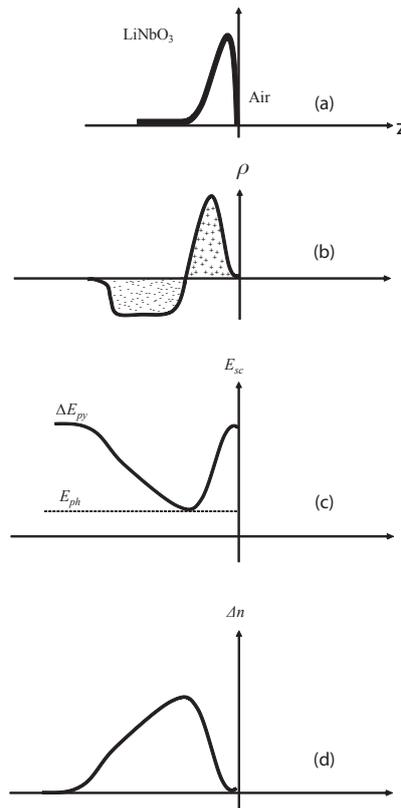


FIGURE 5.2 – *Principe de formation d'un soliton spatial brillant de surface exploitant la saturation de la nonlinéarité photoréfractive pyroélectrique dans le LN. (a) Profil d'intensité, (b) distribution de charges, (c) distribution de champ de charge d'espace et (d) modulation d'indice.*

L'idée de base consiste à utiliser la nonlinéarité photoréfractive pyroélectrique en régime de saturation afin de créer une distribution de charges asymétrique (fig. 5.2b). Cette dissymétrie de charges donne naissance à un champ de charge d'espace dissymétrique (fig.

5.2c). Finalement l'effet électro-optique converti ce champ dissymétrique en une modulation d'indice asymétrique (fig. 5.2d) dont le profil tend à rapprocher le mode guidé dans cette structure contre l'interface air/LN.

L'absence d'électrode dans cette configuration pyroélectrique simplifie de façon considérable l'obtention d'un soliton de surface.

5.2 Démonstration de la génération du soliton de surface

Dans cette partie on va présenter la démonstration expérimentale de la génération d'un soliton de surface dans deux échantillons de LN de composition congruente et stoechiométrique. Ensuite on modélisera numériquement la dynamique de formation afin de mieux expliquer la physique sous-jacente. Mais tout d'abord on commence par démontrer la saturation de la nonlinéarité photoréfractive pyroélectrique qui provoque une auto-déviaton du pyroliton formé au coeur d'un cristal de LN.

5.2.1 Auto-déviaton de faisceaux auto-confinés

Avant la démonstration expérimentale du soliton pyroélectrique de surface on va expliquer comment la saturation de la nonlinéarité photoréfractive provoque l'autodéviaton de faisceaux.

5.2.1.1 Modèle numérique

L'auto-déviaton de faisceau dans les milieux photoréfractifs a été observée pour la première fois dans le cristal de SBN [85], mais cette déviaton due à la diffusion des charges [85] provoque un décalage de faisceau de 10 à 20 μm dans un cristal de 1cm de long. Dans le LN une très forte auto-déviaton du soliton spatial brillant de l'ordre de 300 μm a été observée [104] mais cette large déviaton ne peut pas être expliquée par un simple mécanisme de diffusion de charge.

Pour comprendre l'origine d'un tel déplacement, la faible concentration des densités d'accepteurs dans le LN non dopé a été considérée [104]. En 2008 des membres de l'équipe ont montré à l'aide d'un modèle numérique 3-D que la forte auto-déviaton observée dans le LN est due à la saturation du centre profond [194]. La figure 5.3 extraite de la référence [194] montre la déviaton au cours de propagation d'un soliton spatial brillant généré à l'aide d'un champ électrique appliqué dans un échantillon de LN avec une faible concentration de donneurs non initialement ionisé. Les paramètres sont $I_d = 1 \times 10^3 W m^{-2}$, $E_0 = 50 kV/cm$, $E_{ph} = -30 kV cm^{-1}$, $N_A = 2 \times 10^{21} m^{-3}$, $N_D/N_A = 1.01$, $N_D = 2 \times 10^{21} m^{-3}$, $I = 3 \times 10^3 W m^{-2}$, $I/I_d = 300$.

On constate que au fur et à mesure de l'induction une déviation opposée à l'axe C est observée. Dans la première phase d'induction la saturation des charges n'est pas très prononcée ce qui provoque seulement une légère courbure dans la trajectoire du faisceau (fig. 5.3a). Mais lorsque la dynamique de la photo-réfraction continue la saturation devient importante et induit une dissymétrie forte dans la composante E_z du champ de charge d'espace et donc dans la modulation d'indice induite ce qui mène à un décalage important du faisceau dans le direction opposée à l'axe C du cristal (fig. 5.3d).

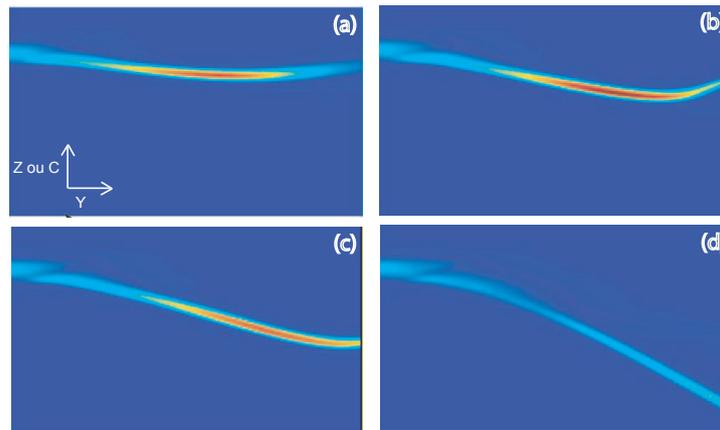


FIGURE 5.3 – Dynamique d'auto-déviation au cours de la propagation d'un faisceau laser piégé dans un cristal de LN non dopée avec $N_D/N_A = 1.01$.

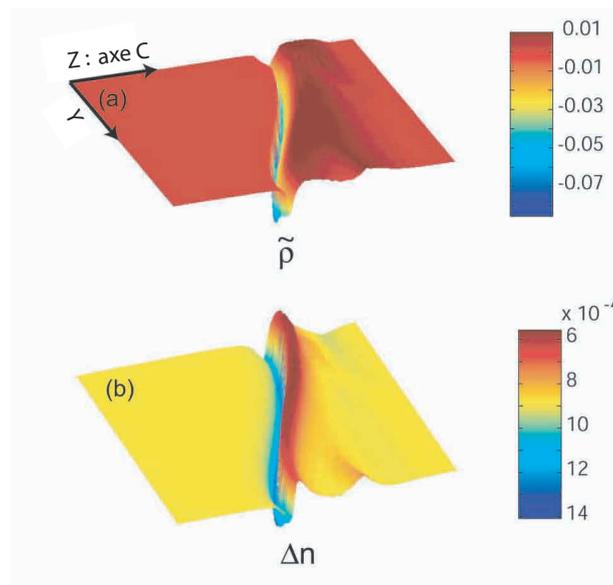


FIGURE 5.4 – Distribution normalisée de charges et la modulation d'indice associée en fonction de la propagation. Simulation correspond à la distribution d'intensité de la figure 5.3d.

Pour bien comprendre l'origine physique de ce fort décalage, on présente sur la figure 5.4 [194], la distribution normalisée de charges ainsi que la modulation d'indice associée

au cours de la propagation qui correspond à la distribution d'intensité de la figure 5.3d. On constate une accumulation dans la densité de charges positives N_D^+ sur un côté du faisceau, mais cette densité est limitée par la valeur de la densité totale des donneurs N_D . En revanche dans l'autre côté du faisceau l'épuisement dans la densité de charges négatives $N_D - N_D^+$ n'est pas atteint, ainsi une forte dissymétrie dans la distribution de charges est produite (fig. 5.4a). On note qu'une telle dissymétrie disparaît lorsque le rapport N_D^+/N_D initial est augmenté. La variation d'indice induite (fig. 5.4b) qui résulte de cette distribution dissymétrique de charge présente un maxima décalé vers l'axe C ce qui explique la direction de déplacement de la lumière.

Donc on conclut que la saturation des charges induit une dissymétrie dans la variation d'indice photo-induite ce qui provoque une courbure de la trajectoire du faisceau.

5.2.1.2 Démonstration expérimentale

La démonstration de l'auto-déviaton nonlinéaire du pyroliton est réalisée dans un échantillon de LN non dopé stoechiométrique. L'échantillon issu d'un wafer de coupe Z mesure 20mm de long selon l'axe cristallographique Y, 8mm de large selon l'axe cristallographique X et 0.5mm d'épaisseur selon l'axe cristallographique Z.

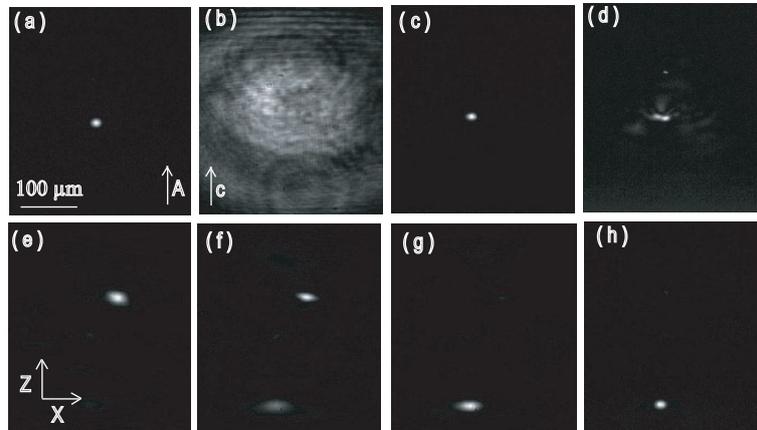


FIGURE 5.5 – Dynamique d'auto-déviaton pyroélectriques d'un faisceau laser de polarisation extraordinaire dans un échantillon de LN stoechiométrique. (a) Spot d'entrée, (b) diffraction, (c) maximum de focalisation, (d-f) dynamique de courbure et (e) refocalisation de faisceau.

Nous utilisons un faisceau laser continu à 532nm qui se propage selon l'axe Y et polarisé selon l'axe Z du cristal (polarisation extraordinaire). Le faisceau de $80\mu W$ de puissance est focalisé par une lentille convergente de 80mm de focale sur la face d'entrée pour obtenir un spot de $11\mu m$ de largeur à mi-hauteur. On applique au cristal une variation de température $\Delta T = 20^\circ C$ et à l'aide d'une caméra CCD et un objectif de microscope on observe l'évolution de la dynamique en sortie d'échantillon. La dynamique d'auto-déviaton dans le cristal stoechiométrique est représentée sur la figure 5.5.

En régime linéaire le faisceau diffracte fortement (figs. 5.5 A(a) et B(a)). Lorsque l'on augmente la température de l'échantillon de 20 degrés l'auto-focalisation commence et atteint une focalisation optimal à $t = 2.2mn$ (fig. 5.5c). Puis, dans une seconde phase la lumière sort du guide inscrit et apparaît dans la partie supérieur (fig. 5.5e). Ensuite la lumière apparaît dans la partie inférieure (fig. 5.5f) où une re-focalisation est visible (fig. 5.5f-h). A la fin du processus Les faisceaux sont circulaires avec un diamètre d'environ $10\mu m$ (fig. 5.5 h). Le décalage par rapport à la focalisation initiale est de $115\mu m$. Cette dynamique est observée en environ 10 minutes. A la fin de cette dynamique d'auto-déviaton l'ensemble de la lumière injectée est déviée et se retrouve dans le spot focalisé. On note qu'un résultat identique a été obtenu dans un cristal de composition congruente.

La démonstration expérimentale d'auto-déviaton de faisceau étant réalisée nous allons montrer dans ce qui suit que cette caractéristique peut-être utilisée afin de générer un soliton de surface.

5.2.2 Soliton de surface : démonstration expérimentale

Pour induire un soliton de surface pyroélectrique nous avons exploré deux configurations différentes. La première consiste à injecter le faisceau à distance de l'interface avec un léger angle. Alors que la seconde configuration consiste à injecter le faisceau proche de l'interface avec un angle d'incidence nul.

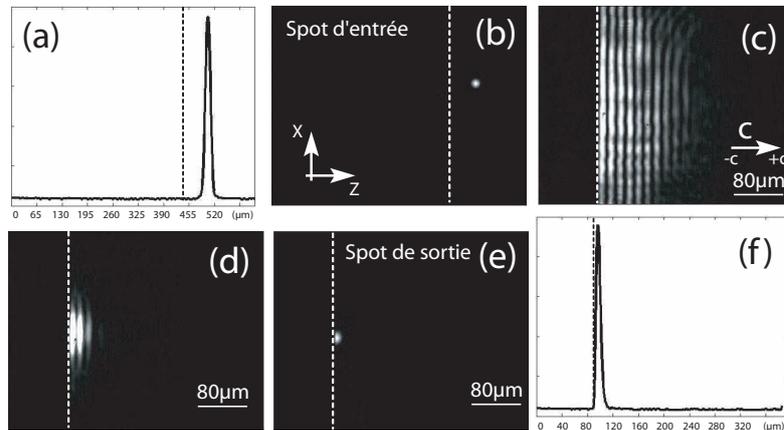


FIGURE 5.6 – Démonstration expérimentale du soliton de surface pyroélectrique dans un échantillon de LN stoechiométrique de 20mm de long. (a) Profil du faisceau focalisé $60\mu m$ sous l'interface Air/LN selon l'axe C, (b) distribution d'intensité en entrée. Evolution du faisceau à la face de sortie une fois la température de l'échantillon est stabilisée à $40^\circ C$ (c-d) jusqu'au soliton (e). La ligne en pointillé indique la position de l'interface entre le LN/air. Paramètres $P = 80\mu W$ et $\lambda = 532nm$

La démonstration expérimentale a été réalisée dans un premier temps dans un échantillon de LN de composition stoechiométrique de 20mm de long selon l'axe Y, 8mm de large selon l'axe X et 0.5mm d'épaisseur selon l'axe Z. Le banc expérimental est similaire à

celui utilisé pour la génération des pyrolitons au coeur du matériau (chap.3). Un faisceau laser de polarisation extraordinaire qui provient d'un laser à 532nm est focalisé par une lentille convergente en un spot de $13\mu\text{m}$ de diamètre (fig. 5.6a, b) à $60\mu\text{m}$ sous la face -C du cristal. Le faisceau voyage vers la face supérieure avec un angle très faible. Une réflexion totale se produit donc dans l'échantillon ce qui forme des franges d'interférences observables en sortie (fig. 5.6c). Lorsque la température du cristal est augmentée de la température ambiante à 40°C les franges disparaissent graduellement au fur et à mesure que l'effet photoréfractif se met en place. 2min après que la température du cristal ait été augmentée de 20°C le faisceau est focalisé à l'interface en un spot de profil dissymétrique (fig. 5.6e, f). Le changement d'intensité abrupt observé à l'interface LN/air témoigne de la grande différence d'indice entre les deux milieux. Le faisceau a une largeur de $7\mu\text{m}$ selon l'axe C et de $13\mu\text{m}$ perpendiculairement à l'axe C.

En complément de cette démonstration une expérience supplémentaire a été réalisée avec un faisceau laser focalisé à $30\mu\text{m}$ sous la face -C. La dynamique de formation est représentée sur la figure 5.7. Les conditions de formation sont similaires à l'expérience précédente.

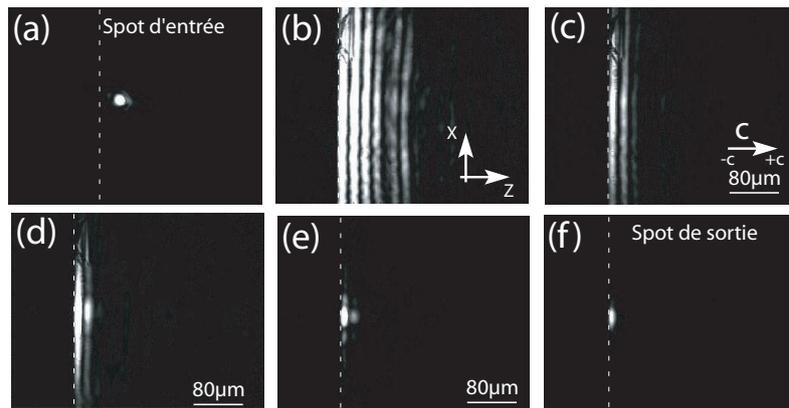


FIGURE 5.7 – *Expérience similaire à la figure 5.6 pour un faisceau focalisé $30\mu\text{m}$ sous l'interface (a). Dynamique de focalisation (b-f) en sortie d'échantillon.*

Des résultats similaires ont été également obtenus dans un échantillon de LN de composition congruente de même dimensions. Le cristal de LN congruent utilisé dans ces expériences se caractérise par une face -C non polie ce qui nous a permis de suivre la dynamique de formation du soliton de surface en observant simultanément la face de sortie et au cours de la propagation grâce à la diffusion de la lumière sur la face supérieure non-polie.

On injecte un faisceau laser de polarisation extraordinaire, de $80\mu\text{W}$ de puissance et de $15\mu\text{m}$ de diamètre à $80\mu\text{m}$ sous la face -C. Dans le régime linéaire la diffusion de la lumière à l'interface est très faible à cause de la diffraction du faisceau (figs. 5.8a,d). Lorsque la dynamique de focalisation se met en place après une augmentation de température de 20°C les franges d'interférences visibles en sortie (fig. 5.8b) disparaissent progressivement exactement comme dans le LN stoechiométrique. Un faisceau confiné commence à appa-

raître dans la dernière partie de la propagation comme le montre la vue de dessus (fig. 5.8e). Lorsque le soliton de surface est formé (fig. 5.8c) on constate que la lumière diffusée au cours de la propagation est intense et localisée. Ce qui permet de conclure que la lumière se propage à l'interface sur une distance d'environ 13mm (fig. 5.8f). Cela confirme qu'un faisceau focalisé sur la face d'entrée à quelques dizaines de microns sous la face -C de LN se rapproche de l'interface en régime non-linéaire et forme un soliton de surface.

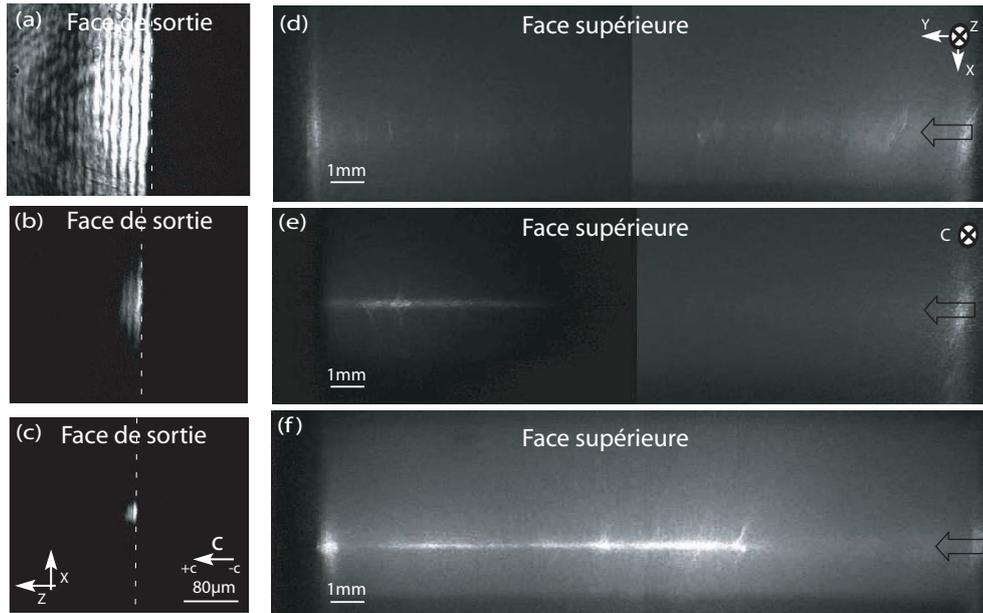


FIGURE 5.8 – Génération d'un soliton spatial brillant de surface dans un échantillon de LN congruent. Dynamique de focalisation observée en sortie (a)-(c) et au cours de la propagation (d-f). La ligne pointillée désigne l'interface LN/air. Paramètres : $\Delta T = 20^\circ\text{C}$, $P = 90\mu\text{W}$, et $\lambda = 532\text{nm}$.

Il est important de signaler que pour de forts angles d'incidence la réflexion totale prend le dessus sur l'effet non linéaire. On signale également que comme la direction de la déviation est opposée à la direction de l'axe C la génération de soliton de surface n'est pas possible à l'interface +C.

On réitère l'expérience en injectant un faisceau de $13\mu\text{m}$ de diamètre parallèlement à l'axe interface LN/air (figure 5.9a). On image ici simultanément la face de sortie et la face d'entrée. De larges fanges d'interférences sont visibles car le faisceau est injecté à quelques microns sous l'interface. 10 secondes après que la température de l'échantillon soit stabilisée l'auto-focalisation est déjà visible (fig. 5.9b) et à $t = 40$ secondes le soliton est généré et les $100\mu\text{W}$ de puissance du faisceau laser voyage de bout en bout piégés sous l'interface air/LN (fig. 5.9d).

La génération de soliton de surface par effet pyroélectrique a donc été démontrée. La formation de ce soliton n'est pas sensible aux conditions d'injection grâce à la saturation de l'effet photoréfractif exploité ici. Pour conforter ces observations expérimentales nous

avons également développé un modèle numérique pour simuler cette propagation à l'interface.

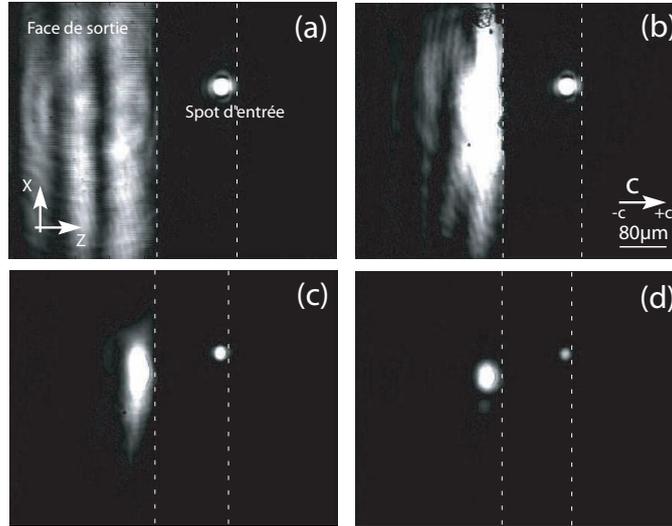


FIGURE 5.9 – *Dynamique de soliton de surface induit à l'interface air/LN avec une injection parallèle à l'interface. La ligne en pointillé désigne l'interface LN/air. Paramètres : $\Delta T = 20^\circ\text{C}$, $P = 100\mu\text{W}$, $\lambda = 532\text{nm}$ et polarisation extraordinaire.*

5.2.3 Soliton de surface : confirmation numérique

Pour modéliser la propagation du soliton de surface le modèle numérique 3D à un seul centre profond décrit dans le chapitre 3 est utilisé. Pour résoudre correctement l'équation de propagation, la partie évanescente du champ qui est présente dans l'air est tronqué. Une simulation numérique montrant la formation d'un soliton de surface est présentée sur la figure 5.10. Les paramètres photoréfractifs sont $N_D = 2 \times 10^{21} m^{-3}$, $N_A = N_D^+ = 0.99N_D$ et $N_e = 0$. Un faisceau de $17\mu\text{m}$ est injecté dans le milieu à $60\mu\text{m}$ au dessous de la face -C et se propage avec un angle très faible vers l'interface LN/air (fig. 5.10a). Lorsque le faisceau rencontre l'interface, des franges d'interférences sont visibles en sortie (fig. 5.10b) à cause de la diffraction du faisceau au cours de la propagation en régime linéaire. Par contre lorsque le régime photoréfractif commence à se mettre en place l'auto-focalisation se produit et les franges disparaissent graduellement (fig. 5.10c et d). Dans un régime bien avancé de la dynamique le faisceau est piégé contre l'interface et se propage le long de celle-ci grâce à la dissymétrie de la modulation d'indice (fig. 5.10e et f).

Cette simulation révèle donc que la saturation de la nonlinéarité photoréfractif est capable de contrer la réflexion totale. En effet comme le rapport initial entre N_D/N_A est très peu inférieur à l'unité la saturation des centres profonds se produit quand la lumière est présente ce qui induit un champ de charge d'espace et une modulation d'indice dissymétriques.

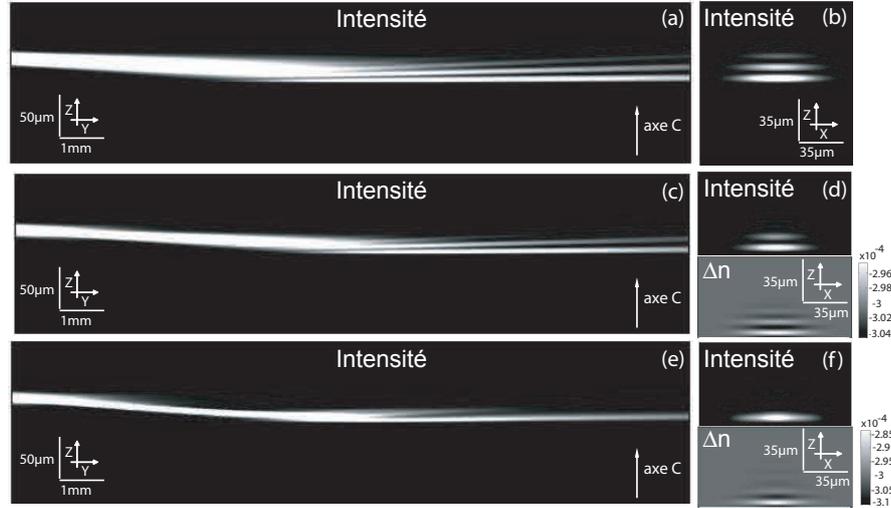


FIGURE 5.10 – Simulation numérique montrant la formation d'un soliton de surface dans un échantillon de LN par effet pyroélectrique. Vue latérale de la distribution d'intensité au cours de la propagation (colonne gauche). Vue en sortie de l'intensité et de la modulation d'indice correspondantes (colonne droite). Paramètres : polarisation extraordinaire $\Delta T = 20^\circ\text{C}$, $N_D = 2 \times 10^{21} \text{m}^{-3}$, $N_A = N_D^+ = 0.99N_D$ et $N_e = 0$.

Ce modèle numérique confirme les observations expérimentales. Ce modèle peut cependant être amélioré afin de mieux prendre en compte la variation d'indice abrupte entre le LN et l'air. D'autres méthodes numériques comme la FDTD (Finite Difference Time Domain) par exemple qui permet de résoudre la propagation de la lumière dans des milieux fortement inhomogènes peut-être envisagée.

5.3 Conclusion

Le soliton de surface pyroélectrique a été démontré expérimentalement et modélisé numériquement. Cette propagation à l'interface LN/air est obtenue grâce à la dissymétrie de l'indice photo-généré. L'induction de ce soliton n'est pas sensible aux conditions d'injection grâce à la saturation de l'effet photoréfractif ce qui donne un avantage considérable à ce genre de soliton. Finalement ces solitons peuvent convenir pour une utilisation pour des capteurs sensibles.

Conclusions et perspectives

Conclusions

Dans ce manuscrit nous avons dévoilé une nouvelle technique de photo-induction basée sur l'utilisation de solitons spatiaux brillants. Ces solitons qui se caractérisent par une propagation avec un profil transverse invariant permettent de former des guides circulaires à faibles pertes notamment dans les milieux photoréfractifs. Cependant pour générer de tels solitons dans un cristal nonlinéaire photoréfractif comme le LN qui est un cristal clef pour l'industrie photonique, l'application d'un champ électrique externe intense était la seule solution possible jusqu'ici, ce qui limite considérablement le potentiel de cette technique.

Dans cette thèse nous avons proposé et caractérisée une nouvelle méthode simple et efficace qui permet l'induction de solitons spatiaux brillants sans aucune tension appliquée. Cette méthode est basée sur l'utilisation de l'effet pyroélectrique présent dans les cristaux ferroélectriques tel que le LN. Ainsi des champs électriques intenses peuvent être générés à l'intérieur de ces cristaux remplaçant très avantageusement une tension appliquée. Une auto-focalisation efficace contrôlée par la température a ainsi été démontrée dans LN. Cela permet, par exemple, la propagation de solitons spatiaux de diamètre typique de $15\mu\text{m}$ dans un échantillon de LN de plusieurs centimètres de long dont la température est élevée de 10°C . Ce nouveau type de soliton spatial a été dénommé "Pyroliton".

La physique à l'origine de cet effet focalisant a été résolue à l'aide d'un modèle numérique 3-D qui prend en compte la dynamique de l'effet photoréfractif. Ce dernier permet de prédire la dynamique de l'auto-focalisation pyroélectrique qui mène à la génération du pyroliton.

Une caractérisation détaillée de l'autofocalisation pyroélectrique a montré qu'un confinement efficace par effet pyroélectrique est obtenu dans des cristaux de LN de composition stoechiométrique ou congruente sans dopage particulier. Ce confinement bidimensionnel a été observé pour des faisceaux de polarisation ordinaire ou extraordinaire. Par ailleurs, des mesures ont montré que la grande résistivité du LN permet un maintien pendant plusieurs heures du champ pyroélectrique et que ce champ peut être rapidement annulé par un court-circuit ce qui permet un contrôle supplémentaire de l'autofocalisation pyroélectrique.

Enfin nous avons montré qu'un comportement différent apparaît aux fortes intensités. En effet une scission du faisceau en plusieurs spots est observée à la place d'une foca-

lisation en un seul spot. Une modification du modèle numérique prenant en compte un second centre photoréfractif a permis d'expliquer ce comportement. Nous avons déduit que la dépendance du champ photovoltaïque en fonction de l'intensité lumineuse est à l'origine de cette dynamique. Cette étude montre que la scission apparaît à une intensité seuil 100 fois moins forte dans un échantillon de LN stoechiométrique que dans un échantillon congruent en raison d'un effet photovoltaïque moins fort dans ce dernier. Par contre une augmentation plus abrupte du champ photovoltaïque est présente dans les échantillons congruents dès que l'intensité seuil est dépassée.

Finalement le test de guidage des guides d'ondes photo-induits par effet pyroélectrique a montré que ces guides sont capables de guider des ondes optiques du proche infra-rouge à 1550nm. Pour induire des guides profonds nous avons prouvé qu'il est préférable de les induire à l'aide d'une polarisation ordinaire et de les utiliser pour guider un signal de polarisation extraordinaire.

Dans le dernier chapitre, une nouvelle catégorie de soliton utilisant l'effet pyroélectrique a été démontrée : le soliton de surface pyroélectrique qui est une onde qui se propage à l'interface entre deux milieux. Pour cette démonstration nous avons exploité la saturation des charges dans nos échantillon de LN stoechiométriques et congruents qui donne une nonlinéarité non locale propice à la formation de solitons de surface.

Finalement la découverte de la focalisation pyroélectrique ouvre réellement de nouvelles voies aux solitons spatiaux brillants notamment pour la fabrication simple de circuit 3-D au coeur du LN. Ce contrôle thermique de la nonlinéarité a ainsi été récemment exploité pour la démonstration de simultons [195].

Perspectives

Les travaux présentés dans ce document ont déjà motivés des études complémentaires. Ainsi une méthode optique de caractérisation de l'effet pyroélectrique a été développée [196] et dans le domaine des cristaux photoniques l'effet superprisme a été mis en évidence dans un échantillon de LN nanostructuré accordable par effet pyroélectrique [197].

Mais ce travail offre bien d'autres perspectives. En ce qui concerne les caractérisations supplémentaires possibles on pourra notamment s'intéresser à l'autofocalisation pour des variations de température élevées. Il est également naturel de vouloir tester cet effet dans d'autres matériaux (LiTaO_3 , SBN ou encore SPS) dont les propriétés photoréfractives et pyroélectriques laissent espérer un comportement similaire au LN. Il est également légitime de se demander si des guides peuvent être formés avec des temps d'induction très inférieurs à la seconde (ms).

Cet effet nonlinéaire très versatile devrait également convenir pour vérifier des effets fondamentaux. Ainsi on propose de réaliser des guides adiabatiques induits par un faisceau auto-piégé en utilisant une nonlinéarité inhomogène qui peut être obtenue aisément en appliquant un gradient de température le long d'un cristal de LN. Nous avons d'ailleurs

obtenu des résultats très encourageants dans ce sens [198].

Enfin d'un point de vue plus applicatif nous proposons de réaliser des fonctions complexes constituées de guides photo-induits au coeur d'échantillons de LN grâce à la très grande simplicité d'induction qu'offrent les pyrolitons. Dans ce cadre la réalisation de capteurs basés sur la réflexion totale de solitons aux interfaces ou sur les solitons de surface sont envisagés. Par ailleurs une étude sur le couplage contrôlé et efficace dans des résonateurs optiques à l'aide de guides photo-induits dans LN a démarré. Enfin, plus prospectivement, l'utilisation du champ pyroélectrique associé avec le champ de charge d'espace induit par effet photoréfractif pourrait être un moyen pour inverser sans tension appliquée les domaines dans LN.

La technique originale mise en évidence dans ce travail de thèse devrait donc faire émerger de nombreuses idées nouvelles.

Annexe

Caractéristiques de la fibre optique photonique LMA-20

LMA-20

Endlessly single-mode 20 μm core fiber

- High threshold power for nonlinear effects
- Endlessly single-mode
- Pure silica fiber
- Mode field diameter independent of wavelength
- Optional connectors and beam-expansion

This single-mode large mode area fiber combines a large effective mode field area ($\sim 175 \mu\text{m}^2$) and low loss to allow high power delivery without nonlinear effects or material damage.

The fiber is endlessly single-mode (i.e. it has no higher order mode cut-off) and, therefore, delivers pristine mode quality at all wavelengths.

The fiber is available with hermetically sealed ends and FC/PC connectors. For a connectorized fiber, we can customize the amount of fiber end beam expansion.

Applications

- Single-mode high power delivery
- Multi-wavelength transmission
- Mode filtering
- Single-mode pigtailling
- Short pulse delivery

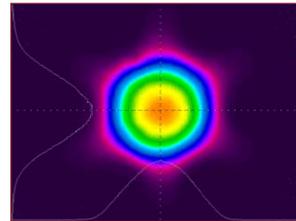
Physical properties

Signal core diameter	$20 \pm 0.4 \mu\text{m}$
Outer cladding diameter, OD	$230 \pm 5 \mu\text{m}$
Coating diameter	$350 \pm 10 \mu\text{m}$
Outer and inner cladding material	Pure silica
Coating material, single layer	Acrylate
Coating concentricity	$< 3 \mu\text{m}$

Optical properties

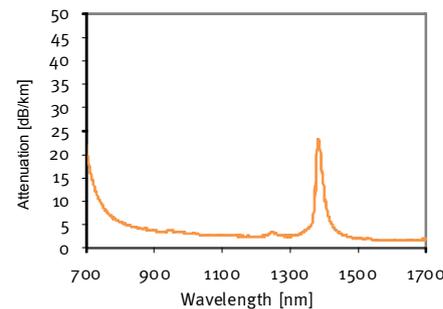
Mode properties	Single mode
Mode field diameter	$15 \pm 1.5 \mu\text{m}$
Attenuation @ 780 nm*	$< 7 \text{ dB/km}$
Attenuation @ 1060 nm	$< 5 \text{ dB/km}$
NA @ 780 nm	0.04 ± 0.01
NA @ 1060 nm	0.05 ± 0.01

* Measured at a bending radius of 16 cm

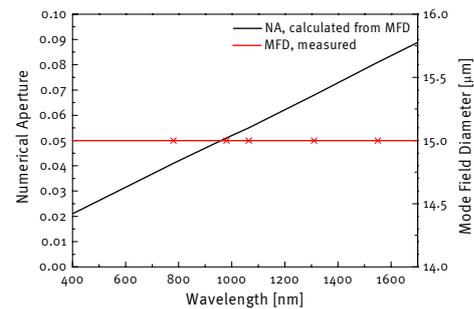


Near Field @ 1064 nm

Typical measured spectral attenuation



Typical NA and Mode field diameter



LMA-20-100409

NKT Photonics A/S (Headquarters)
 Blokken 84 • 3460 Birkerød • Denmark
 Phone: +45 4348 3900
 Fax: +45 4348 3901
www.nktphotonics.com

NKT Photonics GmbH
 Schanzenstrasse 39 • Bldg D9-D13
 51063 Cologne • Germany
 Phone: +49 221 99511-0
 Fax: +49 221 99511-650

NKT Photonics Inc.
 1400 Campus Drive West • Morganville
 NJ 07751 • USA
 Phone: +1 732 972 9937
 Fax: +1 732 414 4094

Bibliographie

- [1] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich. "generation of optical harmonics". *Phys. Rev. Lett.*, 7 :118, 1961.
 - [2] G. N. Lewis, D. Lipkin, and T. T. Magel. "reversible photochemical processes in rigid media. a study of the phosphorescent state". *J. Am. Chem. Soc.*, 63 :3005, 1941.
 - [3] G.N. Lewis. "the conservation of photons". *Nature*, 118 :874, 1926.
 - [4] M. Hercher. "laser-induced damage in transparent media". *J. Opt. Soc. Am.*, 54 :653, 1961.
 - [5] www.alcatel-lucent.com/wps/portal/newsreleases.
 - [6] G. Cerullo, R. Osellame, S. Taccheo, M. Marangoni, D. Polli, R. Ramponi, P. Laporta, and S. De Silvestri. "femtosecond micromachining of symmetric waveguides at $1.5\mu\text{m}$ by astigmatic beam focusing". *Opt. Lett.*, 27 :1938, 2002.
 - [7] M. Ams, G. Marshall, D. Spence, and M. Withford. "slit beam shaping method for femtosecond laser direct-write fabrication of symmetric waveguides in bulk glasses". *Opt. Express.*, 13 :5676, 2005.
 - [8] Chris B. Schaffer, André Brodeur, José F. García, and Eric Mazur. "micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy". *Opt. Lett.*, 26 :93–95, 2001.
 - [9] K. Minoshima, A. M. Kowalewicz, I. Hartl, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto. "photonic device fabrication in glass by use of nonlinear materials processing with a femtosecond laser oscillator". *Opt. Lett.*, 26 :1516, 2001.
 - [10] S. Nolte, M. Will, J. Burghoff, and A. Tuennermann. "femtosecond waveguide writing : a new avenue to threedimensional integrated optics". *Appl. Phys. A.*, 77 :109, 2003.
 - [11] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao. "writing waveguides in glass with a femtosecond laser". *Opt. Lett.*, 21 :1729, 1996.
 - [12] K. Miura, J. Qiu, H. Inouye, and T. Mitsuyu. "photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser". *Appl. Phys. Lett.*, 71 :3329, 1997.
-

-
- [13] K. Hirao and K. Miura. "writing waveguides and gratings in silica and related materials by a femtosecond laser". *J. Non-Cryst. Solids.*, 239 :91, 1998.
- [14] K. Miura, H. Inouye, J. Qiu, T. Mitsuyu, and K. Hirao. "optical waveguides induced in inorganic glasses by a femtosecond laser". *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B.*, 141 :726, 1998.
- [15] G D. Valle, R. Osellame, and P. Laporta. "micromachining of photonic devices by femtosecond laser pulses". *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, 11 :013001, 2009.
- [16] J. Liu, Z. Zhang, S. Chang, C. Flueraru, and C. P. Grover. "directly writing of 1-to-n optical waveguide power splitters in fused silica glass using a femtosecond laser". *Opt. Commun.*, 253 :315, 2005.
- [17] A. M. Kowalevicz, V. Sharma, E. P. Ippen, J. G. Fujimoto, and K. Minoshima. "three-dimensional photonic devices fabricated in glass by use of a femtosecond laser oscillator". *Opt. Lett.*, 30 :1060, 2005.
- [18] R. Osellame, N. Chiodo, G. D. Valle, S. Taccheo, R. Ramponi, G. Cerullo, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, and D. Kopf. "optical waveguide writing with a diode-pumped femtosecond oscillator". *Opt. Lett.*, 29 :1900, 2004.
- [19] Y. Bellouard, A. Said, and P. Bado. "integrating optics and micro-mechanics in a single substrate : a step toward monolithic integration in fused silica". *Opt. Express.*, 13 :6635, 2005.
- [20] R. Osellame, V. Maselli, R. M. Vazquez, R. Ramponi, and G. Cerullo. "integration of optical waveguides and microfluidic channels both fabricated by femtosecond laser irradiation". *Appl. Phys. Lett.*, 90 :231118, 2007.
- [21] E. A. Chandross, C. A. Pryde, W. J. Tomlinson, and H. P. Weber. "photolocking - a new technique for fabricating optical waveguide circuits". *Applied Physics Letters.*, 24 :72, 1974.
- [22] M. Svalgaard and M. Kristensen. "direct uv writing of buried singlemode channel waveguides in ge-doped silica films". *Electronics Letters*, 30 :1401, 1994.
- [23] M. Svalgaard and M. Kristensen. "directly uv written silica-on-silicon planar waveguides with low loss". *Electronics Letters*, 33 :861, 1997.
- [24] M. Svalgaard. Direct writing of planar waveguide power splitters and directional couplers using a focused ultraviolet laser beam. *Electronics Letters*, 33 :1694, 1997.
- [25] G. D. Emmerson and M. Kristensen. "fabrication of directly uv-written channel waveguides with simultaneously defined integral bragg gratings". *Electronics Letters*, 38 :1531, 2002.
-

-
- [26] C. B. E. Gawith, A. Fu, T. Bhutta, P. Hua, D. P. Shepherd, E. R. Taylor, and P. G. R. Smith. "direct-uv-written buried channel waveguide lasers in direct-bonded intersubstrate ion-exchanged neodymium-doped germano-borosilicate glass". *Applied Physics Letters.*, 81 :3522, 2002.
- [27] S. Mailis, C. Riziotis, I. T. Wellington, P. G. R. Smith, C. B. E. Gawith, and R. W. Eason. "direct ultraviolet writing of channel waveguides in congruent lithium niobate single crystals". *Opt. Lett.*, 28 :1433, 2003.
- [28] D. A. Guilhot, G. D. Emmerson, C. B. E. Gawith, S. P. Watts, D. P. Shepherd, R. B. Williams, and P. G. R. Smith. "single-mode direct-ultraviolet-written channel waveguide laser in neodymium-doped silica on silicon". *Opt. Lett.*, 29 :947, 2004.
- [29] M. Remoissenet. *Ondes et catastrophes du soliton au tsunami*. Books on Demand, Paris, 2008.
- [30] *Russell Report on waves [Report of the fourteenth meeting of the british association for advancement of science], [Londres] 311-390, Plates XLVII-LVII (1844)*.
- [31] R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. H. Townes. "self-trapping of optical beams". *Phys. Rev. Lett.*, 13 :479, 1964.
- [32] A. Barthelemy, S. Maneuf, and G. Froehly. "propagation soliton et autoconfinement de faisceaux laser par une nonlinearite optique kerr". *Opt. Commun*, 55 :201, 1985.
- [33] <http://www.physics.sfsu.edu/laser/research.html>.
- [34] G. Duree, M. Morin, G. Salamo, M. Segev, B. Crosignani, P. D. Porto, E. Sharp, and A. Yariv. "dark photorefractive spatial solitons and photorefractive vortex solitons". *Phys. Rev. Lett.*, 74 :1978, 1995.
- [35] R. Passier, F. Devaux, and M. Chauvet. "impact of tensorial nature of the electro-optic effect on vortex beam propagation in photorefractive media". *Opt. Express*, 16 :7134, 2008.
- [36] H.S. Eisenberg, Y. Silberberg, R. Morandotti, A.R. Boyd, and J.S. Aitchison. "discrete spatial optical solitons in waveguide arrays". *Phys. Rev. Lett.*, 81 :3383, 1998.
- [37] D.N. Christodoulides, F. Lederer, and Y. Silberberg. "discretizing light behavior in linear and nonlinear waveguide lattices". *Nature*, 424 :817, 2003.
- [38] D. N. Christodoulides and R. I. Joseph. "discrete self-focusing in nonlinear arrays of coupled waveguides". *Opt. Lett.*, 13 :794, 1988.
- [39] 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*, 422 :147, 2003.
- [40] Z. Chen, H. Martin, E. Eugenieva, J. Xu, and J. Yang. "formation of discrete solitons in light-induced photonic lattices". *Opt. Express.*, 13 :1816, 2005.
-

-
- [41] G. Mayer and F. Gires. "action d'une onde lumineuse intense sur l'indice de réfraction des liquides". *C. R. Acad. Sci. Paris*, 258 :2039, 1964.
- [42] P. D. Maker, R. W. Terhune, and C. M. Savage. "intensity-dependent changes in the refractive index of liquids". *Phys. Rev. Lett.*, 12 :507, 1964.
- [43] P. L. Kelley. "self-focusing of optical beams". *Phys. Rev. Lett.*, 15 :1005, 1965.
- [44] V.I. Bespalov and V.I. Talanov. "filamentary structure of light beams in nonlinear liquids". *Sovi. Phys. JETP Lett.*, 3 :307, 1966.
- [45] L. A. Ostravsky. "propagation of wave packets and space-time self-focusing in a nonlinear medium". *Sov. Phys. JETP.*, 24 :797, 1967.
- [46] V.E. Zakharov. "instability of self-focusing of light". *Sov. Phys. JETP*, 26 :994, 1968.
- [47] J. S. Aitchison, A. M. Weiner, Y. Silberberg, M. K. Oliver, J. L. Jackel, D. E. Leaird, E. M. Vogel, and P. W. E. Smith. "observation of spatial optical solitons in a nonlinear glass waveguide". *Opt. Lett.*, 15 :471, 1990.
- [48] V.E. Zakharov and A.B. Shabat. "exact theory of two-dimensional self-focusing and one dimensional self modulation of waves in nonlinear media". *Sov. Phys. JETP*, 34 :62, 1972.
- [49] E.L. dawes and J.L. Marburger. "computer studies in self-focusing". *Phys. Rev.*, 179 :862, 1969.
- [50] J.E Bjorkholm and A. A. Ashkin. "cw self-focusing and self-trapping of light in sodium vapor". *Phys. Rev. Lett.*, 32 :129, 1974.
- [51] F.W. Dabby and J. R. Whinnery. "thermal self-focusing of laser beams in lead glasses". *Appl. Phys. Lett.*, 13 :284, 1968.
- [52] M. D. Iturbe Castillo, J. J. Sánchez-Mondragon, and S. Stepanov. "formation of steady-state cylindrical thermal lenses in dark stripes". *Opt. Lett.*, 21 :1622, 1996.
- [53] S. J. Bentley, R. W. Boyd, W. E. Butler, and A. C. Melissinos. "measurement of the thermal contribution to the nonlinear refractive index of air at 1064nm". *Opt. Lett.*, 25 :1192, 2000.
- [54] C. Rotschild, O. Cohen, O. Manela, M. Segev, and T. Carmon. "solitons in nonlinear media with an infinite range of nonlocality : First observation of coherent elliptic solitons and of vortex-ring solitons". *Phys. Rev. Lett.*, 95 :213904, 2005.
- [55] Yaroslav V. Kartashov, Victor A. Vysloukh, and Lluís Torner. "propagation of solitons in thermal media with periodic nonlinearity". *Opt. Lett.*, 33 :1774, 2008.
- [56] D. Mandelik, R. Morandotti, J. S. Aitchison, and Y. Silberberg. "gab solitons in waveguide arrays". *Phys. Rev. Lett.*, 92 :093904, 2004.
-

-
- [57] P. D. Rasmussen, F. H. Bennet, D. N. Neshev, A. A. Sukhorukov, C. R. Rosberg, W. Krolikowski, O. Bang, and Y. S. Kivshar. "observation of two-dimensional non-local gap solitons". *Opt. Lett.*, 34 :295, 2009.
- [58] A. Barak, R. Carmel, M. Ofer, M. Segev, and D. N. Christodoulides. "nonlocal surface-wave solitons". *Phys. Rev. Lett.*, 98 :213901, 2007.
- [59] B. Alfassi, C. Rotschild, and M. Segev. "incoherent surface solitons in effectively instantaneous nonlocal nonlinear media". *Physical Review A*, 80 :041808, 2009.
- [60] Y. V. Izdebskaya, V. G. Shvedov, A. S. Desyatnikov, W. Z. K., M. Belic, G. Assanto, and Y. S. Kivshar. "counterpropagating nematicons in bias-free liquid crystals". *Opt. Express.*, 18 :3258, 2010.
- [61] M. Peccianti, A. De Rossi, G. Assanto, A. De Luca, C. Umeton, and I. C. Khoo. "electrically assisted self-confinement and waveguiding in planar nematic liquid crystal cells". *Appl. Phys. Lett.*, 77 :7, 2000.
- [62] M. Peccianti, C. Conti, and G. Assanto. "optical multisoliton generation in nematic liquid crystals". *Opt. Lett.*, 28 :2231, 2003.
- [63] C. Conti, M. Peccianti, and G. Assanto. "route to nonlocality and observation of accessible solitons". *Phys. Rev. Lett.*, 91 :073901, 2003.
- [64] G. Assanto A De Luca C. Umeton M. Peccianti, C. Conti. "routing of anisotropic spatial solitons and modulational instability in liquid crystals". *Nature (London)*, 432 :733, 2004.
- [65] J. F. Henninot, M. Debailleul, F. Derrien, G. Abbate, and M. Warenghem. "(2d + 1) spatial optical solitons in dye doped liquid crystals". *Synthetic Metals.*, 124 :9, 2001.
- [66] F. Derrien, J. F. Henninot, M. Warenghem, and G. Abbate. "a thermal (2d+1) spatial optical soliton in a dye doped liquid crystal". *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 2 :332, 2000.
- [67] A.M. Glass. "the photorefractive effect". *Optical Engineering*, 17 :470, 1978.
- [68] F. S. Chen, J. T. LaMacchia, and D. B. Fraser. "holographic storage in lithium niobate". *Appl. Phys. Lett.*, 13 :223, 1968.
- [69] T. Volk, V. Pryalkin, N. Rubinina, and M. Wöhlecke. "optical-damage-resistant impurities in lithium niobate". *J. Opt. Soc. Am. B*, 11 :1681, 1994.
- [70] P. GÜNTER et J.-P. HUIGNARD. *Photorefractive Materials and Their Applications*. Volume IIMaterials. Springer-Verlag, Berlin, 2006.
- [71] D.L. Staebler, W.J. Burke, W. Phillips, and J.J. Amodei. "multiple storage and erasure of fixed holograms in fe-doped linbo3". *Appl. Phys. Lett.*, 26 :182–184, 1975.
-

-
- [72] Robert A. Fisher, B. R. Suydam, and D. Yevick. "optical phase conjugation for time-domain undoing of dispersive self-phase-modulation effects". *Opt. Lett.*, 8 :611, 1983.
- [73] R.A. Fisher. Optical phase conjugation. In *Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico, Academic Press, Quantum Electronics - Principles and Application*, 1983.
- [74] G. C. Duree, J. L. Shultz, Gr. J. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. D. Porto, E. J. Sharp, and R. R. Neurgaonkar. "observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect". *Phys. Rev. Lett.*, 71 :533, 1993.
- [75] Mordechai Segev, Bruno Crosignani, Amnon Yariv, and Baruch Fischer. "spatial solitons in photorefractive media". *Phys. Rev. Lett.*, 68 :923–926, 1992.
- [76] B. Crosignani, M. Segev, D. Engin, P. D. Porto, A. Yariv, and G. Salamo. "self-trapping of optical beams in photorefractive media". *J. Opt. Soc. Am. B.*, 10 :446, 1993.
- [77] M. Morin, G. Duree, G. Salamo, and M. Segev. "waveguides formed by quasi-steady-state photorefractive spatial solitons". *Opt. Lett.*, 20 :2066–2068, 1995.
- [78] J. Safioui, M. Chauvet, F. Devaux, V. Coda, F. Pettazzi, M. Alonzo, and E. Fazio. "polarization and configuration dependence of beam self-focusing in photorefractive linbo3". *J. Opt. Soc. Am. B*, 26 :487–492, 2009.
- [79] M. Tiemann, T. Halfmann, and T. Tschudi. "photorefractive spatial solitons as waveguiding elements for optical telecommunication". *Optics Communications*, 282 :3612–3619, 2009.
- [80] M. Castillo, P. Aguilar, J. Sanchez-Mondragon, S. Stepanov, and V. Vysloukh. "spatial solitons in photorefractive bi12tio20". *Appl. Phys. Lett.*, 64 :408, 1994.
- [81] M. Segev, G. C. Valley, B. Crosignani, P. DiPorto, and A. Yariv. "steady-state spatial screening solitons in photorefractive materials with external applied field". *Phys. Rev. Lett.*, 73 :3211, 1994.
- [82] D. N. Christodoulides and M. I. Carvalho. "bright, dark, and gray spatial soliton states in photorefractive media". *J. Opt. Soc. Am. B.*, 12 :1628, 1995.
- [83] D.N. Christodoulides and S.R. Singh. "evolution of spatial optical solitons in biased photorefractive media under steady-state conditions". *Opt. Comm.*, 118 :569, 1995.
- [84] Z. Chen, M. Mitchell, M. f. Shih, M. Segev, M. H. Garrett, and G. C. Valley. "steady-state dark photorefractive screening solitons". *Opt. Lett.*, 21 :629, 1996.
- [85] M. f. Shih, P. Leach, M. Segev, M. H. Garrett, G. Salamo, and G. C. Valley. "two-dimensional steady-state photorefractive screening solitons". *Opt. Lett.*, 21 :324, 1996.
-

-
- [86] J.A. Andrade-Lucio, M.D. Iturbe-Castillo, P.A. Marquez-Aguilar, and R. Ramos-Garcia. "self-focusing in photorefractive batio3 crystal under external dc electric field". *Opt.Quant.Elect.*, 30 :829, 1998.
- [87] E. Fazio, M. Alonzo, F. Devaux, A. Toncelli, N. Argiolas, M. Bazzan, C. Sada, and M. Chauvet. "luminescence-induced photorefractive spatial solitons". *Appl. Phys. Lett*, 96 :091107, 2010.
- [88] M. Chauvet, S. A. Hawkins, G. J. Salamo, M. Segev, D. F. Bliss, and G. Bryant. "self-trapping of planar optical beams by use of the photorefractive effect in inp :fe". *Opt. Lett.*, 21 :1333, 1996.
- [89] M. Chauvet, S. Hawkins, G. Salamo, M. Segev, D. Bliss D, and G. Bryant. "self-trapping of two-dimensional optical beams and light-induced waveguiding in photorefractive inp at telecommunication wavelengths". *Appl.Phys.Lett.*, 70 :2499–2501, 1997.
- [90] M. Segev and A. J. Agranat. "spatial solitons in centrosymmetric photorefractive media". *Opt. Lett.*, 22 :1299, 1997.
- [91] E. DelRe, B. Crosignani, M. Tamburrini, M. Segev, M. Mitchell, E. Refaeli, and A. J. Agranat. "one-dimensional steady-state photorefractive spatial solitons in centrosymmetric paraelectric potassium lithium tantalate niobate". *Opt. Lett.*, 23 :421, 1998.
- [92] M. Shih, M. Segev, and G. Salamo. "three-dimensional spiraling of interacting spatial solitons". *Phys. Rev. Lett.*, 78 :2551–2554, 1997.
- [93] W. Krölikowski and S. A. Holmstrom. "fusion and birth of spatial solitons upon collision". *Opt. Lett.*, 22 :369, 1997.
- [94] S. Lan, E. DelRe, Z. Chen, M. f. Shih, and M. Segev. "directional coupler with soliton-induced waveguides". *Opt. Lett.*, 24 :475, 1999.
- [95] S. Lan, M. f. Shih, G. Mizell, J. A. Giordmaine, Z. Chen, C. Anastassiou, J. Martin, and M. Segev. "second-harmonic generation in waveguides induced by photorefractive spatial solitons". *Opt. Lett.*, 24 :1145, 1999.
- [96] M. Segev, G.C. Valley, M.C. Bashaw, M. Taya, and M.M. Fejer. "photovoltaic spatial solitons". *J. Opt. Soc. Am. B*, 14 :1772, 1997.
- [97] Gilles COUTON. *Thèse : Solitons Spatiaux Photovoltaïques Dans Le Linbo3*. Thèse Université de Franche Comté, 2004.
- [98] W. L. She, K. K. Lee, and W. K. Lee. "observation of two-dimensional bright photovoltaic spatial solitons". *Phys. Rev. Lett.*, 83 :3182, 1999.
- [99] E. Fazio, F. Renzi, R. Rinaldi, M. Bertolotti, M. Chauvet, W. Ramadan, A. Petris, and V. I. Vlad. "screening-photovoltaic bright solitons in lithium niobate and associated single-mode waveguides". *Appl. Phys. Lett*, 85 :2193, 2004.
-

-
- [100] F. Chen, M. Stepi, C. Ruter, D. Runde, D. Kip, V. Shandarov, O. Manela, and M. Segev. "discrete diffraction and spatial gap solitons in photovoltaic linbo3 waveguide arrays". *Opt. Express.*, 13 :4314, 2005.
- [101] Rémy Passier. *Thèse : Propagation De Vortex Optiques En Milieu Photoréfractif : Application À La Génération Des Guides Optiques*. Université de Franche Comté, 2009.
- [102] R. Jäger, S. P. Gorza, C. Cambournac, M. Haelterman, and M. Chauvet. "sharp waveguide bends induced by spatial solitons". *Appl. Phys. Lett.*, 88 :061117, 2006.
- [103] V. CODA, M. CHAUVET, F.PETTAZZI, and E. FAZIO. "3-d integrated optical interconnect induced by self-focused beam". *Electron. Lett.*, 42 :463, 2006.
- [104] M. Chauvet, V. Coda, H. Maillotte, E. Fazio, and G. Salamo. "large self-deflection of soliton beams in linbo3". *Opt. Lett.*, 30 :1977, 2005.
- [105] F. Pettazzi, V. Coda, G. Fanjoux, M. Chauvet, and E. Fazio. "dynamics of second-harmonic generation in a photovoltaic photorefractive quadratic medium". *J. Opt. Soc. Am. B*, 27 :1, 2010.
- [106] X. J. Chen, D. S. Zhu, B. Li, T. Ling, and Z. K. Wu. "fast photorefractive response in strongly reduced near-stoichiometric linbo3 crystals". *Opt. Lett.*, 26 :998, 2001.
- [107] M. Gorram, V. Coda, P. Thévenin, and G. Montemezzani. "bulk channel-type reconfigurable light-induced waveguides recorded by crossed lateral illumination". *Applied physics. B*, 95 :565, 2009.
- [108] Mohamed Gorram. *Thèse : Guides D'ondes Photo-induits Dynamiques Et Reconfigurables*. Université Paul Verlaine - Metz, 2009.
- [109] A. A. Ballman. "the growth of piezoelectric and ferroelectric materials by the czochralski technique". *J. Am. Ceram. Soc.*, 48 :112, 1965.
- [110] P. F. Bordui, R. G. Norwood, D. H. Jundt, and M. M. Fejer. "preparation and characterization of off-congruent lithium niobate crystals". *J. Appl. Phys.*, 71 :875, 1992.
- [111] I. Baumann, P. Rudolph, D. Krabe, and R. Schalge. "orthoscopic investigation of the axial optical and compositional homogeneity of czochralski grown linbo3 crystals". *J. Cryst. Growth.*, 128 :903, 1993.
- [112] K. Polgar, L. Kovacs, G. Corradi, Z. Szaller, and A. Peter. "growth of stoichiometric linbo3 single crystals by top seeded solution growth method". *J. Cryst. Growth.*, 177 :211, 1997.
- [113] G. Malovichko, V. G. Grachev, L. P. Yurchenko, V. Ya. Proshko, E. P. Kokanyan, and V. T. Gabrielyan. "improvement of linbo3 microstructure by crystal-growth with potassium". *Phys Status Solidi (a)*, 133 :K29, 1992.
-

-
- [114] J. Evans, R. Womack, and D. Toisch. Ferroelectric non-volatile memory. In *Aerospace and Electronics Conference, Proceedings of the IEEE 1988 National*, 1988.
- [115] K. Gallo, G. Assanto, K. R. Parameswaran, and M. M. Fejer. "all-optical diode in a periodically poled lithium niobate waveguide". *Appl. Phys. Lett.*, 79 :314, 2001.
- [116] V. Garcia, S. Fusil, K. Bouzehouane, S. Enouz-Vedrenne, N. D. Mathur, A. Barthélemy, and M. Bibes. "giant tunnel electroresistance for non-destructive readout of ferroelectric states". *Nature*, 460 :81, 2009.
- [117] A. S. Mischenko, Q. Zhang, J. F. Scott, R. W. Whatmore, and N. D. Mathur. "giant electrocaloric effect in thin-film pbzr0.95ti0.05o3". *Science.*, 311 :1270, 2006.
- [118] S. B. Lang. "pyroelectric effect in bone and tendon". *Nature Lond*, 212 :704, 1966.
- [119] H. Athenstaedt. "pyroelectric polarization in cells, tissues and organs of plants.". *Z. Pflanzenphysiol.*, 68 :82, 1972.
- [120] S. P. Gribkov, V. S. Zal'tsberg, V. I. Nosova, and V. E. Risin. ". *Sov. Phys. Solid State*, 33 :368, 1991.
- [121] G. Rosenman. ". *Ferroelectric.*, 126 :305, 1992.
- [122] G. Rosenman and I. Rez. "electron emission from ferroelectric materials". *J. Appl. Phys.*, 73 :1904, 1993.
- [123] J. A. Geuther and Y. Danon. "electron and positive ion acceleration with pyroelectric crystals". *J. Appl. Phys.*, 97 :074109, 2005.
- [124] M. Bourim, C. Moon, S. Lee, V. Sidorkin, and K. Yoo. "pyroelectric electron emission from z face polar surface of lithium niobate monodomain single crystal". *J. Electroceram.*, 17 :479, 2006.
- [125] J. D. Brownridge and S. M. Shafrothb. "pressure dependence of energetic (<160 keV) focused electron beams arising from heated or cooled (linbo3) pyroelectric crystals". *Appl. Phys. Lett.*, 83 :1477, 2003.
- [126] J. D Brownridge and S. Raboy. "investigations of pyroelectric generation of x rays". *Journal of Applied Physics.*, 86 :640, 1999.
- [127] J. D. Brownridge and S. Raboy. "pyroelectric response in linbo3 and litao3 to temperature changes". *Physics Atomic and Molecular Clusters.*, page 0107046, 2001.
- [128] J. Nye. *Physical Properties of Crystal*. Oxford University Press, London, U.K., 1979.
- [129] S.B.Lang. *Sourcebook of pyroelectricity.*. Gordon and Breach science publishers, London, 1974.
- [130] Kwan-Chi Kao. *Dielectric phenomena in solids*. Elsevier Academic Press, 2004.
-

-
- [131] L. B. Schein, P. J. Cressman, and L. E. Cross. "electrostatic measurements of tertiary pyroelectricity in partially clamped linbo3". *Ferroelectrics*, 22 :945, 1979.
- [132] <http://www.daviddarling.info/encyclopedia/e/electric-displacement.html>.
- [133] A.M. Glass. "dielectric, thermal, and pyroelectric properties of ferroelectric litao3". *Phys. Rev.*, 172 :564, 1968.
- [134] V. Daniel. *Dielectric Measurements and their Interpretation chapter 6 of "Dielectric Relaxation"*. Academic Press, London-New York, 1967.
- [135] S. V. Yevdokimov, R. I. Shostak, and A. V. Yatsenko. "anomalies in the pyroelectric properties of LiNbO3 crystals of the congruent composition". *Physics of the Solid State*, 49 :1957, 2007.
- [136] C. Deuper E. Krätzig T. Bartholomäus, K. Buse. "pyroelectric coefficients on linbo3 cristals of different compositions". *Phys. Stat. Sol. A*, 142 :K55, 1994.
- [137] P. MURALT. "micromachined infrared detectors based on pyroelectric thin films". *Rep. Prog. Phys.*, 64 :1339, 2001.
- [138] C.H. KOLHI. *Thèse : Optimisation de couches minces pyroélectriques de LiTaO3*. Number 1869. Ecole polytechnique Fédérale de Lausanne, 1998.
- [139] Laurianne Nougaret. *Thèse : Elaboration Et Caracterisation De Couches Minces Pyroelectriques De Litao3 Par Pulverisation Cathodique Rf Magnetron Pour Des Applications Detecteurs IR*. Universite montpellier ii sciences et techniques du languedoc, 2007.
- [140] <http://www.amptek.com/coolx.html>.
- [141] B. Naranjo, J.K. Gimzewski, and S. Putterman. "observation of nuclear fusion driven by a pyroelectric crystal". *Nature*, 434 :1115, 2005.
- [142] Y. Yacoby. "high frequency franz keldysh effect". *PR*, 169 :610, 1968.
- [143] V. R. Almeida, Q. Xu, and M. Lipson. "ultrafast integrated semiconductor optical modulator based on the plasma-dispersion effect". *Opt. Lett.*, 30 :2403, 2005.
- [144] Robert W. Boyd 2008 613 p. *Nonlinear optics*. Elsevier Academic Press, third edition edition, 2008.
- [145] A. M. Glass, D. von der Linde, and T. J. Negran. The photovoltaic effect and the charge transport in linbo3. *Appl. Phys. Lett.*, 25 :233, 1974.
- [146] M. E. Lines and A. M. Glass. *Principles and applications of ferroelectrics and related materials*. Oxford University Press, Oxford, 1977.
- [147] R. Grousson, M. Henry, S. Mallik, and S. L. Xu. "measurement of bulk photovoltaic and photorefractive characteristics of iron doped linbo3". *J. Appl. Phys.*, 54 :3012, 1983.
-

-
- [148] S. Klauer, M. Vöhlecke, and S. Kapphan. "influence of h-d isotopic substitution on the protonic conductivity of linbo3". *Phys. Rev. B.*, 45 :2786, 1992.
- [149] M. Grabs S. Kapphan N. Schmidt, K. Betzler and F. Klose. "spatially resolved second harmonic generation investigations of proton induced refractive index changes in linbo3". *J. Appl. Phys.*, 65 :1253, 1989.
- [150] W. Keune, S. K. Date, I. Dezsi, and U. Gonser. "mössbauer effect study of co57 and fe57 impurities in ferroelectric linbo3". *J. Appl. Phys.*, 46 :3914, 1975.
- [151] M.G. Clark, F. J. DiSalvo, A. M. Glass, and G. E. Peterson. "electronic structure and optical index damage of iron-doped lithium niobate". *J. Chem. Phys.*, 59 :6209, 1973.
- [152] T.R. Volak and M. Wöhlecke. *Ferroelectrics Review*, 1 :195, 1998.
- [153] F. Jermann and J. Otten. "light-induced charge transport in linbo3 :fe at high light intensities". *J. Opt. Soc. Am. B.*, 10 :2085, 1993.
- [154] B. Sturman, M. Carrascosa, and F. Agullo-Lopez. "light-induced charge transport in linbo3 crystals". *Physical Review B*, 78, 2008.
- [155] M. Carrascosa, J. Villarroel, J. Carnicero, A. García-Cabanes, and J. M. Cabrera. "understanding light intensity thresholds for catastrophic optical damage in linbo3". *Opt. Express*, 16 :115, 2008.
- [156] F. Devaux, J. Safioui, M. Chauvet, and R. Passier. "two-photoactive-center model applied to photorefractive self-focusing in biased linbo3". *Phys. Rev. A*, 81 :013825, 2010.
- [157] D. Akai, K. Hirabayashi, M. Yokawa, K. Sawada, Y. Taniguchi, S. Murashige, N. Nakayama, T. Yamada, K. Murakami, and M. Ishida. "pyroelectric infrared sensors with fast response time and high sensitivity using epitaxial pb(zr, ti)o3 films on epitaxial al2o3/si substrates". *Sensors and Actuators A : Physical.*, 130 :111, 2006.
- [158] K. K. Wong, editor. *Lithium Niobate*. INSPEC, The institution of Electrical Engineers, London, United Kingdom, N : 28 p : 136 2002.
- [159] M. Chauvet. "temporal analysis of open-circuit dark photovoltaic spatial solitons". *J. Opt. Soc. Am. B.*, 20 :2515, 2003.
- [160] N. Fressengeas, J. Maufoy, and G. Kugel. "temporal behavior of bidimensional photorefractive bright spatial solitons". *Phys. Rev. E*, 54 :6866, 1996.
- [161] M. Shih, Z. Chen, M. Mitchell, M. Segev, H. Lee, R. S Feigelson, and J. P Wilde. "waveguides induced by photorefractive screening solitons". *Journal of the Optical Society of America B*, 14 :3091 ?3101, 1997.
-

-
- [162] S. V. Yevdokimov and A. V. Yatsenko. "specific features of the dark conductivity in lithium niobate crystals of congruent composition". *Physics Of The Solid State*, 48 :317, 2006.
- [163] J. Safioui, F. Devaux, and M. Chauvet. "pyroliton : pyroelectric spatial soliton". *Opt. Express*, 17 :22209, 2009.
- [164] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii. "holographic storage in electrooptic crystals". *Ferroelectrics.*, 22 :949, 1979.
- [165] B. Crosignani, P. D. Porto, A. Degasperis, M. Segev, and S. Trillo. "three-dimensional optical beam propagation and solitons in photorefractive crystals". *J. Opt. Soc. Am. B.*, 14 :3078, 1997.
- [166] C. Denz, W. Krolikowski, J. Petter, C. Weilnau, T. Tschudi, M. R. Beliifmode, F. Kaiser, and A. Stepken. "dynamics of formation and interaction of photorefractive screening solitons". *Phys. Rev. E*, 60 :6222, 1999.
- [167] A. A. Zozulya and D. Z. Anderson. "propagation of an optical beam in a photorefractive medium in the presence of a photogalvanic nonlinearity or an externally applied electric field". *Phys. Rev. A.*, 51 :1520, 1995.
- [168] F. Jermann, M. Simon, and E. Krätzig. "photorefractive properties of congruent and stoichiometric lithium niobate at high light intensities". *J. Opt. Soc. Am. B.*, 12 :2066, 1995.
- [169] Tatyana Volk and Manfred Wöhlecke. *Lithium Niobate, Defect Photorefraction and Ferroelectric Switching*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, p : 76 2008.
- [170] Tatyana Volk and Manfred Wöhlecke. *Lithium Niobate, Defect Photorefraction and Ferroelectric Switching*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, p : 77 2008.
- [171] Tatyana Volk and Manfred Wöhlecke. *Lithium Niobate, Defect Photorefraction and Ferroelectric Switching*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, p : 78 2008.
- [172] 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.
- [173] H. Kogelnik. "holographic image projection through inhomogeneous media". *Bell Syst. Tech. J.*, 44 :2451, 1965.
- [174] P. Augustov and K. Shvarts. "the temperature and light intensity dependence of photorefraction in linbo3". *Appl. Phys.*, 21 :191, 1980.
- [175] O. Althoff and E. Kratzig. Strong light-induced refractive index changes in linbo3. In *in Nonlinear Optical Materials III, P. Gunter, ed., Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. 1273*, 12, 1990.
-

-
- [176] R. Goring, Z. Yuang-Lung, and S. Steinberg. "photoconductivity and photovoltaic behavior of linbo3 and linbo3 waveguides at high optical intensities". *Appl. Phys. A.*, 55 :97, 1992.
- [177] R. Goring, A. Rasch, and W. Karthe. Quantitative investigation of photorefractive effects in linbo3 channel waveguide. In *in Electro-Optic and Magneto-Optic Materials II*, H. Dammann, ed., *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* 1274, 18, 1990.
- [178] J. Villarroel, J. Carnicero, F. Luedtke, M. Carrascosa, A. Garcia-Cabanes, J. M. Cabrera, A. Alcazar, and B. Ramiro. "analysis of photorefractive optical damage in lithium niobate : application to planar waveguide". *Opt. Express*, 18 :20852–20861, 2010.
- [179] M. Simon, F. Jermann, and E. Krätzig. "light-induced absorption changes in iron-doped linbo3". *Opt. Mater.*, 3 :243, 1994.
- [180] B. Faust, H. Müller, and O. F. Schirmer. "free small polarons in linbo3". *Ferroelectrics.*, 153 :297, 1994.
- [181] A. Zangwill. *Physics at Surfaces*. Cambridge University Press, Cambridge, New York, 1998.
- [182] W.L. Barnes, A. Dereux, and T.W. Ebbesen. "surface plasmon subwavelength optics". *Nature*, 424 :824, 2003.
- [183] P. Yeh, A. Yariv, and A.Y. Cho. "optical surface waves in periodic layered media". *Appl. Phys. Lett.*, 32 :104, 1978.
- [184] D. Artigas and L. Torner. "dyakonov surface waves in photonic metamaterials". *Phys. Rev. Lett.*, 94 :013901, 2005.
- [185] L. C. Crasovan, D. Artigas, D. Mihalache, and L. Torner. "optical dyakonov surface waves at magnetic interfaces". *Opt. Lett.*, 30 :3075, 2005.
- [186] A. D. Boardman. *Nonlinear Surface Electromagnetic Phenomena*. North-Holland, Amsterdam,, 1991.
- [187] W. J. Tomlinson. "surface wave at a nonlinear interface". *Opt. Lett.*, 5 :323–325, 1980.
- [188] S. Suntsov, K.G. Makris, D.N. Christodoulides, G.I. Stegeman, A. Hache, R. Moran-dotti, H. Yang, G. Salamo, and M. Sorel. "observation of discrete surface solitons". *Phys. Rev. Lett.*, 96 :063901, 2006.
- [189] Xiaosheng Wang, Anna Bezryadina, Zhigang Chen, K.G. Makris, D.N. Christodoulides, and G.I. Stegeman. "observation of two-dimensional surface solitons". *Phys. Rev. Lett.*, 98 :123903, 2007.
-

- [190] H. Z. Kang, T. H. Zhang, B. H. Wang, C. B. Lou, B. G. Zhu, H. H. Ma, S. M. Liu, J. G. Tian, and J. J. Xu. "(2+ 1) d surface solitons in virtue of the cooperation of nonlocal and local nonlinearities". *Optics Letters.*, 34 :3298, 2009.
 - [191] J. Safioui, E. Fazio, F. Devaux, and M. Chauvet. "surface-wave pyroelectric photorefractive solitons". *Opt. Lett.*, 35 :1254, 2010.
 - [192] K. Ogusu. "nonlinear wave propagation along a bent nonlinear dielectric interface". *Opt. Lett.*, 16 :312, 1991.
 - [193] A. Szameit, Y.V. Kartashov, F. Dreisow, T. Pertsch, S. Nolte, A. Tunnermann, and L. Torner. "observation of two-dimensional surface solitons in asymmetric waveguide arrays". *Phys. Rev. Lett.*, 98(1) :173903, 2007.
 - [194] F. Devaux, V. Coda, M. Chauvet, and R. Passier. "new time-dependent photorefractive three-dimensional model : application to self-trapped beam with large bending". *J. Opt. Soc. Am. B*, 25 :1081, 2008.
 - [195] E. Fazio, A. Belardini, M. Alonzo, M. Centini, M. Chauvet, F. Devaux, and M. Scolora. "observation of photorefractive simulton in lithium niobate". *Opt. Express*, 18 :7972–7981, 2010.
 - [196] J. Parravicini, J. Safioui, and M. Chauvet. "an all optical technique to measure the pyroelectric coefficient in electro optic crystals". *Journal Applied Physics (accepté)*.
 - [197] M. P. Bernal, J. Amet, J. Safioui, F. Devaux, M. Chauvet, J. Salvi, and F. I. Biada. "pyroelectric control of the superprism effect in a lithium niobate photonic crystal in slow light configuration". *soumis à PR.*.
 - [198] Luai Al Fares, Jassem Safioui, Fabrice Devaux, and Mathieu Chauvet. Autofocalisation par une non linearite accordable : application a la formation de guides adiabatiques. In *JNOG*, 20-20 Oct 2010.
-

Table des figures

1.1	<i>Principe de la photo-inscription par laser femtoseconde en configuration transversale d'une jonction 1 vers 3 [10].</i>	15
1.2	<i>Schéma d'écriture simultanée d'un guide d'onde et de réseaux par la méthode d'écriture directe [25].</i>	16
1.3	<i>Structure du mode guider à 632nm dans des guides induits par une onde UV, (a) avec un spot focalisé de 1.75µm de diamètre et (b) avec un spot focalisé de 3.25µm de diamètre [27].</i>	17
1.4	<i>Schéma descriptif de la formation d'un soliton spatial.</i>	18
1.5	<i>Formation d'un soliton brillant 1-D. (a) régime de diffraction et (b) régime soliton [33]</i>	19
1.6	<i>Formation d'un soliton noir 2D. (a) distribution en entrée, (b) sortie régime de diffraction et (c) sortie en régime soliton [33].</i>	19
1.7	<i>Formation d'un soliton discret 2D. (a) Diffraction discrète et (b) soliton discret [40].</i>	20
1.8	<i>Première expérience montrant l'autofocalisation d'un faisceau par effet Kerr saturant dans une cellule de sodium. Face de sortie à faible intensité (a) et pour $I_s = 770\text{W/m}^2$ (b).</i>	21
1.9	<i>Diffraction discrète en régime linéaire ($P=3\text{mW}$) en sortie d'une fibre microstructurée (a) et formation d'un soliton de gap nonlocal grâce à l'effet thermique ($P=100\text{mW}$) (b) [57].</i>	23
1.10	<i>Dynamique d'interaction de deux solitons contra-propagatifs espacé de 105µm et de puissance $P = 14\text{mW}$ dans un cristal liquide [60].</i>	24
1.11	<i>Principe de l'effet photoréfractif appliqué à un éclairage localisé dans le LN. (a) distribution d'intensité, (b) photo-génération, déplacement et recombinaison des électrons libres, (c) distribution de charges photo-induite, (d) champ de charge d'espace photo-induit et (e) la modulation d'indice provoqué par l'effet électro-optique linéaire.</i>	26
1.12	<i>Induction d'un guide d'onde 1D par un soliton spatial noir 1D [97].</i>	29
1.13	<i>Induction d'un guide d'onde 2D par un faisceau vortex [101].</i>	29
1.14	<i>Induction d'un guide d'onde 2D par un soliton spatial brillant 2D.</i>	30
1.15	<i>Exemple de structure générée par solitons brillant dans LN : (a) guide d'onde optique comportant deux virages à 90° [102], (b) jonction 1 vers 4 [103] et (c) guide courbe [104].</i>	31

1.16	<i>Schéma de photo-inscription de guides 2-D dynamiques et reconfigurables utilisant l'illumination latérale. Eclairage de contrôle (faisceaux verts) et faisceau sonde (faisceau rouge) [108].</i>	32
2.1	<i>Caractéristiques physiques et optiques du niobate de lithium</i>	35
2.2	<i>La phase paraélectrique (a) et la phase ferroélectrique (b) de niobate de lithium (LiNbO_3)</i>	36
2.3	<i>La relation entre la concentration de lithium dans le bain X_m et dans le cristal X_c [110, 112]</i>	37
2.4	<i>Cycle d'hystérésis d'un matériau ferroélectrique</i>	38
2.5	<i>Variation de la permittivité diélectrique en fonction de la température</i>	39
2.6	<i>Hierarchisation des classes cristallines</i>	41
2.7	<i>Variation de la polarisation spontanée en fonction de la température</i>	43
2.8	<i>Comportement d'un cristal pyroélectrique soumis à une variation de température ΔT. E_c champ de compensation dû au charges libres, E_{int} champ dû à la polarisation spontanée et ΔE_{py} champ pyroélectrique.</i>	44
2.9	<i>Montage électrique pour la mesure du coefficient pyroélectrique avec la méthode statique.</i>	47
2.10	<i>Dimensions et orientation de nos échantillons de LN. A et l sont respectivement l'aire et l'épaisseur du cristal.</i>	48
2.11	<i>Montage expérimental pour la mesure du coefficient pyroélectrique par la méthode statique.</i>	49
2.12	<i>Evolution du coefficient pyroélectrique de niobate de lithium congruent (a) et stoechiométrique (b) en fonction de la température.</i>	50
2.13	<i>Evolution du coefficient pyroélectrique du LN non dopé (a) en fonction de la température mesuré par la méthode statique [135] et (b) en fonction de la concentration en lithium à $T = 25^\circ\text{C}$ [136]</i>	51
2.14	<i>Liste non-exhaustive de matériaux pyroélectriques et leurs propriétés [129, 130, 137–139].</i>	52
2.15	<i>Principe de fonctionnement d'un détecteur pyroélectrique IR</i>	53
2.16	<i>Principe de fonctionnement d'un générateur pyroélectrique de particules</i>	54
2.17	<i>Image de la radiographie d'une partie d'une souris par le générateur pyroélectrique de particules Cool-X X-Ray [140].</i>	54
2.18	<i>Position des impuretés de fer dans le diagramme de bande de LN. ΔE_{py} le champ pyroélectrique dirigé selon l'axe C du LN.</i>	63
3.1	<i>Principe de formation d'un soliton spatial brillant en exploitant l'effet pyroélectrique dans le LN. Distribution de champ (a, b, c) et d'indice (d, e).</i>	68
3.2	<i>Configuration utilisée pour notre étude expérimentale</i>	69
3.3	<i>Montage expérimental pour l'obtention de la focalisation pyroélectrique. $\lambda/2$: lame demi-onde, CP : cube polariseur, L : lentille convergente et OM : objectif de microscope.</i>	70

3.4	<i>Dynamique de l'autofocalisation pour une polarisation extraordinaire de l'onde optique A du faisceau laser $\lambda = 532\text{nm}$ par effet photoréfractif dans un cristal de LN dont la température a été augmentée de 15°C par rapport à la température d'équilibre.</i>	71
3.5	<i>Schéma du support de l'échantillon de LN.</i>	73
3.6	<i>Dynamique de l'autofocalisation pyroélectrique dans un échantillon placé 17h à 30°C (a-d) et puis après une augmentation de la température de 10°C (e-h).</i>	74
3.7	<i>Effet d'une diminution d'une température $\Delta T < 0$</i>	74
3.8	<i>Influence de l'intensité I sur le temps de réponse t_f de la focalisation pyroélectrique.</i>	75
3.9	<i>Autofocalisation pyroélectrique pour deux températures $\Delta T = 8^\circ\text{C}$ (a-d) et $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ (e-h)</i>	76
3.10	<i>Taille minimale atteinte pour le faisceau autofocalisé en fonction du temps d'attente entre la mise en température de l'échantillon (40°C) et le début d'expérience d'autofocalisation.</i>	78
3.11	<i>Taille normalisé (demi-largeur à mi-hauteur) d'un soliton en fonction du temps</i>	79
3.12	<i>Evolution du champ utile E_u en fonction du temps déduite des résultats de l'expérience de la figure 3.10.</i>	80
3.13	<i>Evolution du champ utile E_u responsable de la focalisation pyroélectrique en fonction du temps d'attente après augmentation de la température de 20°C d'un cristal de LN stoechiométrique.</i>	80
3.14	<i>Montage expérimental pour la génération du pyroliton</i>	81
3.15	<i>Evolution de la taille minimale atteinte en fonction de ΔT, "o" taille selon l'axe C et "x" taille selon l'axe perpendiculaire à C.</i>	82
3.16	<i>Démonstration expérimentale de la génération du pyroliton dans le LN congruent. (a) Distribution d'intensité à l'entrée et (b) distribution d'intensité en sortie. Paramètres : puissance du faisceau $80\mu\text{W}$, $15\mu\text{m}$ la largeur de faisceau (FWHM) et 10°C la variation de température $\Delta T = 10^\circ\text{C}$.</i>	83
3.17	<i>Distribution du champ E (a) et du potentiel V (c) et profils du champ (b) et du potentiel (d) selon un diamètre générée pour une sphère uniformément chargée</i>	86
3.18	<i>(a) distribution d'intensité correspondante à la densité de charge normalisé (b) et (c, d) composantes transverses du champ électrique normalisé aux instants initiaux de la focalisation.</i>	87
3.19	<i>Principes et équations traités pour la modélisation numérique de la propagation dans un milieu photoréfractif.</i>	88
3.20	<i>Dynamique de l'autofocalisation pyroélectrique (a-e) pour une polarisation extraordinaire dans un échantillon de niobate de lithium de 20mm de long. (f-i) Champ de charge d'espace correspondant aux figures (b-e) respectivement. Paramètres de la simulation numérique : Puissance du faisceau laser $80\mu\text{W}$, $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ ($\Delta E_{py} = 24\text{KV}/\text{cm}$), $E_{ph} = 21\text{kV}/\text{cm}$, $N_A = 2 \times 10^{23}\text{cm}^{-3}$, $N_D/N_A = 2$ et $I_d = I_{em}/100$.</i>	89
3.21	<i>Calcul numérique de la dynamique de l'autofocalisation pyroélectrique pour $\Delta T = 8^\circ\text{C}$ et $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ dans un échantillon de niobate de lithium de 20mm de long. Les paramètres de la simulation numérique sont : puissance du faisceau laser $80\mu\text{W}$, $\Delta T = 8^\circ\text{C}$ et 20°C ($\Delta E_{py} = 19\text{KV}/\text{cm}$ et $48\text{kV}/\text{cm}$), $E_{ph} = 19\text{kV}/\text{cm}$, $N_A = 2 \times 10^{23}\text{cm}^{-3}$, $N_D/N_A = 2$ et $I_d = I_{max}/100$</i>	90

3.22	<i>Calcul numérique de l'autofocalisation pyroélectrique pour une polarisation extraordinaire dans un échantillon de niobate de lithium de 20mm de long. Les paramètres de la simulation numérique sont : Puissance du faisceau laser $80\mu W$, $\Delta T = 10^\circ C$ ($\Delta E_{py} = 24KV/cm$), $E_{ph} = 19kV/cm$, $N_A = 2 \times 10^{23}cm^{-3}$, $N_D/N_A = 2$ et $I_d = I_{max}/100$.</i>	92
4.1	<i>Valeurs des coefficients électro-optiques et pyroélectriques de LN stoechiométrique et congruent, ^a valeurs de la littérature [158] et ^b valeurs mesurées dans ce travail à $T = 32^\circ C$ (figure 2.12).</i>	94
4.2	<i>Dynamique de l'autofocalisation pyroélectrique d'un faisceau laser à la longueur d'onde 532nm et de polarisation extraordinaire dans un échantillon de niobate de lithium stoechiométrique.</i>	95
4.3	<i>Variation de la biréfringence δn dans un cristal de LN congruent et stoechiométrique en fonction de l'intensité [168] (a) et l'influence de l'enrichissement en lithium sur la valeur de δn en fonction du temps d'exposition à une irradiation lumineuse ($\lambda = 532nm$) pour $I = 10^5 W/m^2$ (b) [169].</i>	95
4.4	<i>Valeurs de la constante de Glass et de la photoconductivité pour les polarisations ordinaire et extraordinaire dans le LN congruent (CLN) et stoechiométrique (SLN) non dopé d'après [171].</i>	96
4.5	<i>Influence de la variation de température sur l'autofocalisation pyroélectriques d'un faisceau laser ($\lambda = 532nm$) de polarisation extraordinaire dans un échantillon de LN stoechiométrique</i>	97
4.6	<i>Dynamiques de l'autofocalisation pyroélectriques pour une polarisation extraordinaire (A) et ordinaire (B) dans un échantillon de niobate de lithium stoechiométrique</i>	98
4.7	<i>Calcul numérique de la distribution d'intensité (b), du champ de charge d'espace (c) et de la variation d'indice (d) en sortie à l'optimum de focalisation pour une polarisation extraordinaire avec $E_{ph} = -35kV/cm$</i>	99
4.8	<i>Calcul numérique de la distribution d'intensité (b), du champ de charge d'espace (c) et de la variation d'indice (d) en sortie à l'optimum de focalisation pour une polarisation ordinaire avec $E_{ph} = -35kV/cm$</i>	100
4.9	<i>Calcul numérique de la distribution d'intensité (b), du champ de charge d'espace (c) et de la variation d'indice (d) en sortie à l'optimum de focalisation pour une polarisation ordinaire avec $E_{ph} = -28kV/cm$</i>	101
4.10	<i>Comparaison de l'auto-focalisation dans un cristal de LN de 17mm de long en fonction de la polarisation optique. (a) spot d'entrée ($13\mu m$ FWHM), (b) diffraction, (c) focalisation en polarisation ordinaire et (d) focalisation en polarisation extraordinaire. Paramètres : LN congruent $X \times Y \times Z = 8mm \times 17mm \times 0.5mm$, $P = 80\mu W$ et $\Delta T = 20^\circ C$.</i>	102
4.11	<i>Auto-focalisation d'un faisceau de polarisation ordinaire dans un cristal de LN de 17mm de long en fonction de la variation de température. (a) spot d'entrée ($13\mu m$ FWHM) (b) focalisation avec une variation de température de $\Delta T = 30^\circ C$ et (c) focalisation avec une variation de température de $\Delta T = 40^\circ C$. Paramètres : LN congruent $X \times Y \times Z = 8mm \times 17mm \times 0.5mm$ et $P = 80\mu W$.</i>	103

4.12	<i>Comparaison de l'auto-focalisation dans un cristal de LN de 17mm de long en fonction de la polarisation optique. (a) spot d'entrée (15μm FWHM) (b) focalisation en polarisation ordinaire et (d) focalisation en polarisation extraordinaire. Paramètres : LN congruent $X \times Y \times Z = 8\text{mm} \times 17\text{mm} \times 0.5\text{mm}$, $P = 80\mu\text{W}$ et $\Delta T = 28^\circ\text{C}$.</i>	103
4.13	<i>Evolution de la taille du faisceau en sortie d'un cristal de LN de 20mm de long lorsque les faces C sont court-circuitées à l'aide de plaques métalliques (a) et lorsque les faces C sont en circuit ouvert (b). Paramètres : $P = 40\mu\text{W}$, $\text{FWHM} = 13\mu\text{m}$ et $\Delta T = 14^\circ\text{C}$</i>	104
4.14	<i>Effet d'un court-circuit sur un champ électrique préalablement induit par une tension externe (a, b) ou par effet pyroélectrique (c, d) dans un cristal de LN.</i>	105
4.15	<i>Evolution de la diffraction au cours du temps dans le cas d'un court circuit parfait avec une variation de température de 10°C (a,b) ou 20°C (c-d).</i>	106
4.16	<i>Evolution de la diffraction au cours du temps dans le cas d'un court circuit parfait avec une variation de température de 10°C. (a) Diffraction pour $I \approx 10^3\text{W/m}^2$ et (b) défocalisation pour $I \approx 10^6\text{W/m}^2$</i>	107
4.17	<i>Comportement typique d'un faisceau focalisé à l'entrée d'un cristal de LN stoechiométrique dont la température a été élevée de 20°C.</i>	108
4.18	<i>Diagramme de bande du LN comportant deux centres.</i>	108
4.19	<i>Paramètres utilisés dans les simulations pris de la référence [153]</i>	110
4.20	<i>Influence de l'intensité lumineuse en régime établi sur la densité de populations du fer (Fe) et des électrons libres (a), du courant photovoltaïque (b) et du courant total (c).</i>	111
4.21	<i>Densité de population des polarons, du fer (Fe) et des électrons libres (a), du courant photovoltaïque(b) et du courant total (c) et évolution du champ photovoltaïque (d) en fonction de l'intensité en régime établi.</i>	112
4.22	<i>(Densité de population de polarons, fer (Fe) et d'électrons libres (a), courants photovoltaïque, d'entraînement et de courant total (b) et densité totale du courant (c) en fonction de l'intensité en régime établie pour $E_{py} = 6.5 \times 10^6\text{V/m}$. Densité total de courant en fonction de l'intensité et du champ pyroélectrique (d). La courbe de la figure d indique la compensation exacte entre les courants PV et le courant d'entraînement.</i>	114
4.23	<i>Evolution calculée de la taille du spot focalisé de façon optimal à la sortie d'un échantillon de LN en fonction de l'intensité injectée.</i>	116
4.24	<i>Modulations d'indices associés au spots focalisés des figures 4.23b, d et f respectivement</i>	118
4.25	<i>Propagation d'un faisceau gaussien intense de polarisation extraordinaire. Régime de diffraction à la face de sortie (a). Images au maximum de focalisation de l'intensité (b) et de la modulation d'indice (e). Images au cours de propagation au maximum de focalisation de l'intensité (c), du courant total (d) et de la modulation d'indice (f).</i>	119
4.26	<i>Evolution de la taille du spot de sortie au maximum de focalisation pour un faisceau laser de polarisation extraordinaire pour différentes intensités dans un cristal de niobate de lithium congruent soumis à une augmentation de température de 10°C.</i>	120

4.27	<i>Scission d'un faisceau laser ($\lambda = 532\text{nm}$) de polarisation extraordinaire et d'intensité $I \approx 10^7\text{W/m}^2$ dans un cristal de LN congruent</i>	120
4.28	<i>Dynamique montrant la scission d'un faisceau laser ($\lambda = 532\text{nm}$) de polarisation extraordinaire et d'intensité $I \approx 10^5\text{W/m}^2$ dans un cristal de LN stoechiométrique. Variation de température $\Delta T = 10^\circ\text{C}$</i>	121
4.29	<i>Scission d'un faisceau laser ($\lambda = 532\text{nm}$) de polarisation ordinaire et d'intensité $I \approx 10^5\text{W/m}^2$ dans un cristal de niobate de lithium stoechiométrique. Variation de température $\Delta T = 10^\circ\text{C}$</i>	121
4.30	<i>Focalisation en un seul spot d'un faisceau laser ($\lambda = 532\text{nm}$) de polarisation extraordinaire et d'intensité $I \approx 10^5\text{W/m}^2$ dans un cristal de niobate de lithium stoechiométrique. Variation de température $\Delta T = 20^\circ\text{C}$</i>	122
4.31	<i>Evaluation expérimentale du champ E_{ph} (a) pour des conditions donnant une focalisation et distance d entre les deux spots formés lors d'une scission (b) en fonction de l'intensité injectée dans un cristal congruent (cercle) et dans un cristal stoechiométrique (carré).</i>	123
4.32	<i>Images en sortie d'un guide photo-induit par une polarisation extraordinaire (a), testé par une sonde à 532nm en polarisation extraordinaire (b), en polarisation ordinaire (c) et par une sonde à 1064nm en polarisation extraordinaire (d).</i>	125
4.33	<i>Images en sortie d'un guide photo-induit par une polarisation ordinaire (a), testé par une sonde à 532nm en polarisation ordinaire (b), en polarisation extraordinaire (c) et par une sonde à 1064nm en polarisation extraordinaire (d).</i>	125
4.34	<i>Résultats numériques d'un soliton brillant 2D de $15\mu\text{m}$ à FWHM induit en polarisation extraordinaire (figure de gauche) et en polarisation ordinaire (figure de droite). Images en sortie en régime établie de distribution d'intensité (a, e), variation d'indice Δn (b, f), composante du champ de charge d'espace selon l'axe $Z(C)$ (c, g) et composante du champ de charge d'espace selon l'axe X.</i>	126
4.35	<i>Profondeurs des guides Δn en fonction de la polarisation du faisceau d'écriture et la polarisation de l'onde sonde. Paramètres : $\lambda_{écriture}$ et sonde = 532nm, $E_0 = 40\text{kV/cm}$, $I_{écriture} = 4 \times 10^5\text{W/m}^2$, LN congruent.</i>	127
4.36	<i>Banc expérimental pour la photo-induction de guides à $\lambda = 632\text{nm}$ et le test à $\lambda = 1550\text{nm}$.</i>	128
4.37	<i>Guidage de l'onde de télécommunication $\lambda = 1550\text{nm}$ par un guide photo-inscrit par $\lambda = 632\text{nm}$</i>	129
4.38	<i>Evolution du champ utile E_u pour générer des soliton de taille ($5\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$, $15\mu\text{m}$ et $20\mu\text{m}$) en polarisation ordinaire (a) et une polarisation extraordinaire (b) dans le LN en fonction de la longueur d'onde d'induction</i>	130
4.39	<i>Ecriture et test des guides photo-induits par couplage direct à l'aide d'une fibre PCF et un échantillon de LN. Ecriture du guide en polarisation ordinaire (b), en polarisation extraordinaire (c) et test à 1550nm du guide photo-induit en polarisation extraordinaire (d).</i>	131
5.1	<i>Dynamique de formation d'un soliton de surface discret au bord (a-c) et au coin (d-e) d'un réseau 2-D induit par un laser femto-seconde dans un échantillon de silicium [193]. P puissance d'entrée.</i>	137

5.2	<i>Principe de formation d'un soliton spatial brillant de surface exploitant la saturation de la nonlinéarité photoréfractive pyroélectrique dans le LN. (a) Profil d'intensité, (b) distribution de charges, (c) distribution de champ de charge d'espace et (d) modulation d'indice.</i>	138
5.3	<i>Dynamique d'auto-déviaton au cours de la propagation d'un faisceau laser piégé dans un cristal de LN non dopée avec $N_D/N_A = 1.01$.</i>	140
5.4	<i>Distribution normalisée de charges et la modulation d'indice associée en fonction de la propagation. Simulation correspond à la distribution d'intensité de la figure 5.3d.</i>	140
5.5	<i>Dynamique d'auto-déviaton pyroélectriques d'un faisceau laser de polarisation extraordinaire dans un échantillon de LN stoechiométrique. (a) Spot d'entrée, (b) diffraction, (c) maximum de focalisation, (d-f) dynamique de courbure et (e) refocalisation de faisceau.</i>	141
5.6	<i>Démonstration expérimentale du soliton de surface pyroélectrique dans un échantillon de LN stoechiométrique de 20mm de long. (a) Profil du faisceau focalisé 60μm sous l'interface Air/LN selon l'axe C, (b) distribution d'intensité en entrée. Evolution du faisceau à la face de sortie une fois la température de l'échantillon est stabilisée à 40°C (c-d) jusqu'au soliton (e). La ligne en pointillé indique la position de l'interface entre le LN/air. Paramètres $P = 80\mu W$ et $\lambda = 532nm$.</i>	142
5.7	<i>Expérience similaire à la figure 5.6 pour un faisceau focalisé 30μm sous l'interface (a). Dynamique de focalisation (b-f) en sortie d'échantillon.</i>	143
5.8	<i>Génération d'un soliton spatial brillant de surface dans un échantillon de LN congruent. Dynamique de focalisation observée en sortie (a)-(c) et au cours de la propagation (d-f). La ligne pointillé désigne l'interface LN/air. Paramètres : $\Delta T = 20^\circ C$, $P = 90\mu W$, et $\lambda = 532nm$.</i>	144
5.9	<i>Dynamique de soliton de surface induit à l'interface air/LN avec une injection parallèle à l'interface. La ligne en pointillé désigne l'interface LN/air. Paramètres : $\Delta T = 20^\circ C$, $P = 100\mu W$, $\lambda = 532nm$ et polarisation extraordinaire.</i>	145
5.10	<i>Simulation numérique montrant la formation d'un soliton de surface dans un échantillon de LN par effet pyroélectrique. Vue latérale de la distribution d'intensité au cours de la propagation (colonne gauche). Vue en sortie de l'intensité et de la modulation d'indice correspondantes (colonne droite). Paramètres : polarisation extraordinaire $\Delta T = 20^\circ C$, $N_D = 2 \times 10^{21}m^{-3}$, $N_A = N_D^+ = 0.99N_D$ et $N_e = 0$.</i>	146

Liste des publications de l'auteur

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

"Polarization and configuration dependence of beam self-focusing in photorefractive LiNbO_3 ", J. Safioui, M. Chauvet, F. Devaux, V. Coda, F. Pettazzi, M. Alonzo and E. Fazio, *J. Opt. Soc. Am. B* 26, 487 (2009).

"Pyroliton : pyroelectric spatial soliton", J. Safioui, F. Devaux and M. Chauvet, *Opt. Express* 17, 22209 (2009).

"Two-photoactive-center model applied to photorefractive self-focusing in biased LiNbO_3 ", F. Devaux, J. Safioui, M. Chauvet and R. Passier, *Phys. Rev. A* 81, 013825 (2010).

"Beam self-trapping by pyroelectric effect", M. Chauvet, J. safioui and F. Devaux, *Journal Of Optoelectronics And Advanced Materials* 12, 52 (2010)

"Surface-wave pyroelectric photorefractive solitons", J. Safioui, E. Fazio, F. Devaux and M. Chauvet, *Opt. Lett* 35, 1254 (2010).

"Distinction du pyroliton dans Research Highlights", *Nature Photonics* 4, 66 (2010).

"An all-optical technique to measure the pyroelectric coefficient in electro-optic crystals", J. Parravicini, J. Safioui, M. Chauvet, P. Minzioni, and V. Degiorgio *J. Appl. Phys.* 109, 033106 (2011).

"Pyroelectric control of the superprism effect in a lithium niobate photonic crystal in slow light configuration", M. P. Bernal, J. Amet, J. Safioui, F. Devaux, M. Chauvet, J. Salvi and F. I. Biada, *Appl. Phys. Lett* 98, 071101 (2011).
