

# Étude du soliton brillant bidimensionnel photoréfractif dans le niobate de lithium

Ce chapitre présente l'étude d'un soliton d'un genre nouveau : le soliton photoréfractif brillant (2+1)D dans le niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ). Ce soliton spatial a la caractéristique d'exister dans un milieu où l'effet photovoltaïque (PV) conduit, par effet photoréfractif (PR), à la défocalisation d'un faisceau lumineux qui traverse le matériau. L'idée consiste à appliquer une tension électrique qui va induire un déplacement des charges libres photo-induites dans une direction opposée à celle du courant PV pouvant ainsi conduire à une autofocalisation du faisceau.

Après avoir présenté les principales propriétés optiques du niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ), ainsi que son implication dans la recherche sur les solitons PR, nous développons un modèle semi-analytique démontrant l'existence de solitons ainsi que ses principales caractéristiques. Les expériences qui suivent sont confrontées aux résultats théoriques. En particulier, nous nous intéressons à l'influence de la polarisation du champ optique et nous testons la qualité des guides inscrits utilisables aux longueurs d'onde du visible mais également dans l'infrarouge. Dans la dernière partie de ce chapitre, un modèle numérique de propagation de faisceaux prenant en compte la dynamique de mise en place de l'effet photoréfractif est ensuite développé. Le modèle décrit correctement les trajectoires complexes observées dans certaines conditions expérimentales particulières.

## 3.1 Propriétés et potentiel du $\text{LiNbO}_3$

### 3.1.1 Applications photoniques du $\text{LiNbO}_3$

Dans cette partie, nous présentons le niobate de lithium, actuellement l'un des matériaux les plus utilisés en optique intégrée. Cela tient à la combinaison de ses nombreuses propriétés et caractéristiques qui permettent d'adapter la réponse du matériau à la réalisation de divers composants photoniques [160] et à la possibilité de faire croître des cristaux aux excellentes qualités optiques.

---

## 3.1.1.1 Propriétés générales

<b>Propriétés générales</b>	
Point de fusion	~1260 °C
Structure cristalline	trigonale, symétrie 3m
Méthode de croissance	Czochralski, larges cristaux
Dureté	~5 Mohs
Stœchiométrie	non-stœchiométrique, ~6% de Li manquant dopage facile à de fortes concentrations
Ferroélectrique	température de Curie : $T_C = 1150$ °C polarisation spontanée : $P_S(RT) \sim 96$ C/m <sup>2</sup> domaines à 180°
Piézoélectrique	
Pyroélectrique	
<b>Propriétés optiques</b>	
Plage de transparence	Visible - proche IR : 350 nm à 5 μm
Anisotropie optique	uniaxe, <i>c</i> -axis $n_o = 2,29$ , $n_e = 2,20$ (à 633 nm) $n_o = 2,21$ , $n_e = 2,14$ (à 1550 nm)
Homogénéité optique	$\Delta n \sim 5 \cdot 10^{-5}$
Constantes diélectriques	$\epsilon_{11} = 85$ $\epsilon_{33} = 29$
Effets optiques	acousto-optique électro-optique non-linéarité d'ordre 2 photovoltaïque dommage optique - photoréfractif

TAB. 3.1 : Résumé des principales propriétés des cristaux du LiNbO<sub>3</sub>.

Le LiNbO<sub>3</sub>, dans sa forme cristalline, est un matériau solide, chimiquement très stable à température ambiante, peu sensible à l'humidité, et suffisamment dur pour être manipulé facilement. La méthode la plus répandue pour faire croître ce cristal, inexistant à l'état naturel, est la méthode Czochralski, qui permet la fabrication de cristaux très homogènes de plusieurs kilogrammes, et ce à relativement faible coût. Ce matériau est ainsi particulièrement attractif pour des applications en optique spatiale et également en optique intégrée.

Un résumé de ses principales propriétés est présenté dans le tableau 3.1 [160, 161]. Notons plus particulièrement que :

- Ce matériau a des propriétés ferroélectriques en dessous de sa température de Curie de 1150 °C, et possède donc une polarisation spontanée à température ambiante, ce qui est de toute première importance pour ses propriétés photoréfractives.
- La structure cristalline est trigonale de classe 3m, ce qui le rend uniaxe. Les indices de réfraction ordinaire  $n_o$  et extraordinaire  $n_e$  excèdent 2 dans toute la plage de transparence du matériau, qui s'étend du visible (350 nm) jusqu'au proche infrarouge (5 μm).
- La structure cristalline ne présente pas de centre d'inversion, ce qui engendre d'importantes propriétés, comme par exemple l'effet électro-optique.

Dans la suite, nous présentons les principales propriétés à l'origine des applications photoniques du LiNbO<sub>3</sub>. Nous détaillerons en particulier l'effet électro-optique, l'effet photovoltaïque ainsi que l'effet photoréfractif qui sont les propriétés exploitées pour la réalisation de guides photo-induits par les solitons spatiaux étudiés.

### 3.1.1.2 Stœchiométrie des cristaux

Le diagramme de phase du système LiO<sub>2</sub> – Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub> présente une région solide pour une composition proche de 50% de chaque constituant. Une solution liquide initiale comprenant 48,5% de Li, nommée congruente, permet une croissance du cristal avec exactement la même proportion de cations que la solution liquide, qui reste donc inaltérée jusqu'à la fin de la procédure [162]. Cette composition a ainsi été celle historiquement préférée et reste la plus utilisée pour la recherche ou dans les applications. Une composition différente de la phase liquide donnera un cristal inhomogène dans la dimension de la croissance. Cependant, des travaux récents ont montré que des cristaux de LiNbO<sub>3</sub> de composition stœchiométrique (50% de Li et 50% de Nb) possèdent des coefficients électro-optiques [163] et non linéaires [164, 165] plus forts, ce qui a motivé la recherche de conditions de croissance adéquates [166, 167, 168, 169].

Dans un cristal congruent, les sites vacants, causés par le manque d'éléments lithium, sont partiellement occupés par des atomes de niobium. L'existence de ces défauts intrinsèques (*i.e.* non contrôlés) en entraîne d'autres pour garantir la neutralité du cristal. Des impuretés sont ainsi présentes dans ces cristaux. Le dopage volontaire du matériau, qui peut modifier fortement ses propriétés, est un domaine d'étude très important. En fonction du type d'élément incorporé, le LiNbO<sub>3</sub> peut voir, par exemple, ses propriétés photoréfractives fortement diminuées ou augmentées [170]. Ainsi l'introduction du fer améliore les propriétés photoréfractives, alors que le manganèse annihile l'effet photoréfractif (*c.f.* § 3.1.1.6). Avec, l'inclusion d'impuretés actives, telles que l'erbium, le LiNbO<sub>3</sub> peut devenir un milieu actif qui permet notamment de réaliser des fonctions d'amplifications et des lasers intégrés émettant aux longueurs d'onde des télécommunications [171].

### 3.1.1.3 Effet acousto-optique

Le LiNbO<sub>3</sub> possède un effet acousto-optique relativement élevé [172]. Une onde acoustique peut être générée à partir d'une électrode transductrice utilisant l'effet piezoélectrique du LiNbO<sub>3</sub>. L'effet acousto-optique induit alors un réseau d'indice de réfraction. Une onde lumineuse se propageant sous incidence de Bragg sera ainsi diffractée par le réseau. Cet effet est utile pour réaliser des déflecteurs rapides, des scanners et des systèmes d'adressage [173]. Une conséquence du déplacement du réseau, tandis que l'onde acoustique se propage, est que l'onde défléchie subit un décalage de fréquence par effet Doppler proportionnel à celle de l'onde acoustique. Cette propriété est utilisée pour fabriquer des modulateurs et des régulateurs de fréquence.

### 3.1.1.4 Non-linéarité d'ordre deux

Étant non-centrosymétrique, le LiNbO<sub>3</sub> possède une non-linéarité d'ordre 2. Les coefficients non linéaires associés sont compétitifs par rapport aux autres matériaux utilisés pour la conversion de

---

fréquence [174], par exemple le KDP. Dans un cristal massif, la condition d'accord de phase, nécessaire pour atteindre une efficacité de conversion optimale, peut être réalisée en utilisant la biréfringence du matériau [175]. Cependant, la configuration qui permet d'exploiter le plus fort coefficient non linéaire est une configuration de quasi-accord de phase. Elle implique d'inverser périodiquement le signe de la non-linéarité. Le quasi-accord de phase est obtenu dans le LiNbO<sub>3</sub> par inversion périodique des domaines ferroélectriques (PPLN, pour *periodically poled lithium niobate*) par application d'un champ électrique périodique dont l'amplitude est supérieure à celle du champ coercitif du matériau ( $\sim 20$  kV/cm) [176]. C'est donc cette configuration qui est employée dans les systèmes de génération de second harmonique, dans des amplificateurs paramétriques optiques ou encore dans les composants de conversion de fréquence en configuration massive ou guidée basée sur le LiNbO<sub>3</sub> [160].

### 3.1.1.5 Effet électro-optique

L'effet électro-optique linéaire (ou effet Pockels), comme nous l'avons vu au cours du chapitre 1 (§ 1.2.2.1) correspond à une modification linéaire des indices associés à l'ellipsoïde des indices sous l'influence d'un champ électrique. Cette variation d'indice s'écrit sous la forme :

$$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_{ij} = \sum_k r_{ijk} E_k \quad (3.1)$$

où  $E_k$  sont les composantes du champ électrique et  $r_{ijk}$  représente les éléments du tenseur électro-optique. L'éq. (3.1) conduit à l'aide d'un développement limité, car les variations d'indices induites sont faibles, à l'éq. (1.17) :  $\Delta n_{ij} = -1/2 n_0^3 \sum_k r_{ijk} E_k$ .

Les éléments non-nuls et indépendants du tenseur sont déterminés par la symétrie du cristal, soit pour le LiNbO<sub>3</sub> :

$$r_{ijk} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

avec la contraction des indices  $ij$ :  $11 \rightarrow 1$ ,  $22 \rightarrow 2$ ,  $33 \rightarrow 3$ ,  $23 : 32 \rightarrow 4$ ,  $31 : 13 \rightarrow 5$ ,  $12 : 21 \rightarrow 6$ .

Les valeurs des  $r_{ijk}$  pour un champ électrique continu et à la longueur d'onde de 633 nm sont :  $r_{13} = 10$  pm/V,  $r_{33} = 32,2$  pm/V,  $r_{22} = 6,7$  pm/V et  $r_{51} = 32,6$  pm/V [160].

Dans le cas d'un champ appliqué le long de l'axe de symétrie du cristal (axe **c**), les axes principaux restent inchangés, les valeurs des indices extraordinaire et ordinaire sont modifiées respectivement conformément aux formules :

$$\Delta n_e = -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_3 \quad (3.3)$$

$$\Delta n_o = -\frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E_3 \quad (3.4)$$

Le LiNbO<sub>3</sub> possède des coefficients électro-optiques dont l'amplitude est similaire à d'autres matériaux, comme le KDP, mais substantiellement inférieure à ce qui a été rapporté dans d'autres matériaux, comme le BaTiO<sub>3</sub> ou encore dans le ferroélectrique SBN [64]. Ces coefficients électro-optiques

sont néanmoins suffisants pour beaucoup d'applications. Ainsi, des tensions de commande relativement faibles (quelques volts pour des composants d'optique intégrée) permettent à un champ électrique de contrôler la propagation de la lumière. Depuis plusieurs décennies, il existe des systèmes commerciaux electro-optiques tels que les modulateurs rapides utilisés dans les télécommunications optiques [177]. Les développements récents permettent d'atteindre des fréquences de modulation supérieures à 40 Gb/s [178]. Par ailleurs, on trouve aujourd'hui de nombreux composants en optique intégrée sur LiNbO<sub>3</sub>, tels que des commutateurs, des coupleurs, des interféromètres (Mach-Zender) exploitant les propriétés électro-optiques de ce matériau [179].

### 3.1.1.6 Effet photovoltaïque

L'effet photovoltaïque (PV) consiste en la présence d'un courant ou d'une tension électrique photo-induit [180]. Cette caractéristique est rendue possible grâce à l'absence de symétrie de la maille cristalline ferroélectrique du LiNbO<sub>3</sub>, ce qui entraîne le déplacement de porteurs libres dans une direction privilégiée sous l'influence d'un éclairage externe. Le courant induit par l'effet PV,  $\mathbf{J}_{\text{pv}}$ , est proportionnel à l'intensité  $I$  et à la quantité d'électrons pouvant être photo-générés à partir d'un centre donneur profond présent à l'état d'impureté (c.f. § 1.2.2). Le courant est ainsi décrit par la relation [180] :

$$[J_{pv}]_i = (N_D - N_D^+) \sum_{jk} [\beta_{pv}]_{ijk} I \mathbf{e}_j \mathbf{e}_k^* \quad (3.5)$$

$\mathbf{e}_j$  et  $\mathbf{e}_k^*$  sont les vecteurs unitaires de polarisation de la lumière, et  $[\beta_{pv}]_{ijk}$  est le tenseur photovoltaïque. Pour le LiNbO<sub>3</sub>, compte tenu des symétries du cristal, les composantes non nulles de ce tenseur sont [181] :

$$[\beta_{pv}]_{ijk} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \beta_{15} & -\beta_{22} \\ -\beta_{22} & \beta_{22} & 0 & \beta_{15} & 0 & 0 \\ \beta_{31} & \beta_{31} & \beta_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

avec les mêmes règles de contraction d'indice que pour  $r_{ijk}$ , mais cette fois-ci sur les indices  $jk$ .

On constate que le courant PV  $\mathbf{J}_{\text{pv}}$  dépend donc de la polarisation lumineuse. Pour un faisceau lumineux dont la composante du champ électrique a pour amplitude  $\mathbf{A} = A\mathbf{e}$  (telle que  $I = |A|^2$ ) polarisé linéairement selon l'un des axes principaux ( $\mathbf{e} = \mathbf{e}_1$  ou  $\mathbf{e}_2$  ou encore  $\mathbf{e}_3$ ) on aura donc différentes expressions pour  $\mathbf{J}_{\text{pv}}$  :

$\mathbf{A} = A\mathbf{e}_1$	$\mathbf{A} = A\mathbf{e}_2$	$\mathbf{A} = A\mathbf{e}_3 \parallel \mathbf{c}$
$\mathbf{J} = (N_D - N_D^+) \begin{pmatrix} 0 \\ -\beta_{22}I \\ \beta_{31}I \end{pmatrix}$	$\mathbf{J} = (N_D - N_D^+) \begin{pmatrix} 0 \\ \beta_{22}I \\ \beta_{31}I \end{pmatrix}$	$\mathbf{J} = (N_D - N_D^+) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \beta_{33}I \end{pmatrix}$

Les valeurs des coefficients dépendent des spécificités du cristal telles que les impuretés impliquées, et peuvent être, de plus, dépendantes de l'intensité lumineuse. Nous ne donnerons donc pas ici de valeurs numériques, d'autant plus que nous utiliserons des cristaux congruents, pour lesquels les impuretés ne sont pas introduites par dopage volontaire, ce qui implique que la concentration peut varier d'un échantillon à l'autre. On peut toutefois mentionner le fait que généralement  $\beta_{31} \approx \beta_{33} \approx 10\beta_{22}$  [160]<sup>1</sup>, ce qui justifie que la plupart du temps, le courant PV soit considéré comme étant dirigé à  $\mathbf{c}$  et peu dépendant de la polarisation ( $\beta_{pv} \approx \beta_{31} \approx \beta_{33}$ , c.f. éq. 1.12 :  $\mathbf{J}_{\text{pv}} = \beta_{pv}(N_D - N_D^+)I\mathbf{c}$ ).

1. Cependant, nos expériences parviennent à mettre en évidence la différence de valeur entre  $\beta_{31}$  et  $\beta_{33}$  comme nous le verrons au § 3.3.

Dans le niobate de lithium, l'effet PV seul n'est pas utilisé pour des applications. Pour des raisons de coût et d'efficacité, il n'est pas réaliste d'envisager la fabrication de panneaux solaires PV à base de  $\text{LiNbO}_3$ . Cependant, l'effet PV du  $\text{LiNbO}_3$  a des conséquences importantes pour la réponse photoréfractive du matériau. C'est d'ailleurs cet effet qui est à l'origine de la découverte de l'effet photoréfractif (PR) dans les années 60 [60].

### 3.1.1.7 Effet photoréfractif

L'effet photoréfractif (PR) est bien évidemment de toute première importance pour notre étude portant sur les solitons spatiaux PR dans le  $\text{LiNbO}_3$ , mais l'intérêt de cette propriété physique ne se limite pas à la génération de solitons. En effet, la modification d'indice induite par une illumination inhomogène offre bien d'autres possibilités [182, 183, 184].

Pourtant au départ, cet effet apparaît plus comme un problème qui perturbe l'homogénéité des cristaux et il a donc été qualifié de « dommage optique » [60, 63]. La modification d'indice survenant au passage du faisceau, même pour des intensités relativement faibles, induit, en effet, une déformation du faisceau, appelée *beam fanning*. Par la suite, il a été découvert que pour faire disparaître cet effet il est possible d'augmenter la température du matériau<sup>2</sup> ou de le doper [185]. Ainsi, on peut augmenter significativement le seuil de dommage optique par l'ajout, de magnésium [186] ou encore de zinc [187], ce qui est la conséquence d'une forte diminution de l'effet PR<sup>3</sup>. Les applications non linéaires utilisant la non-linéarité d'ordre 2 deviennent ainsi plus aisées par augmentation du seuil de dommage optique à quelques  $\text{GW}/\text{cm}^2$ . Au contraire, pour augmenter la photoréfractivité du matériau, les impuretés utilisables sont le fer, le cuivre ou encore le manganèse. Le dopage au fer étant de loin le plus utilisé [188, 183]. Ces éléments forment un centre situé à l'intérieur de la bande interdite du  $\text{LiNbO}_3$ , appelé centre profond.

L'effet PR peut servir à élaborer des composants optiques, comme des réseaux de Bragg [189], en créant une distribution périodique de l'indice de réfraction. Il peut d'autre part être utilisé pour la réalisation de mémoires optiques [190, 191]. Dans ce cas, l'enregistrement holographique se fait en éclairant le cristal avec une figure d'illumination produite par interférence entre une onde référence et un faisceau signal contenant l'information spatiale à mémoriser. Le principal intérêt de ces mémoires, est la possibilité d'enregistrer une grande quantité d'hologrammes sur le même support et ceci dans tout le volume du cristal. En modifiant les paramètres du réseau, comme la longueur d'onde d'écriture de chaque hologramme, les réseaux peuvent ensuite être lus indépendamment les uns des autres en utilisant la bonne longueur d'onde. Ceci est possible car l'effet photoréfractif fonctionne dans une grande gamme de longueurs d'onde, souvent dans tout le domaine visible. Une illumination homogène du matériau permet éventuellement d'effacer les informations écrites. Dans le cas du  $\text{LiNbO}_3$ , il est également possible de figer les hologrammes obtenus en utilisant un cycle thermique particulier lors de l'enregistrement [188].

---

2. Dans ce cas le déplacement des charges (éq. (1.12)) n'est plus dominé par le courant photovoltaïque, mais par l'excitation thermique d'où une distribution isotrope de charges libres qui empêchent l'apparition d'un champ de charge d'espace.

3. Le dopage d'un matériau ne modifie pas seulement la réponse photoréfractive, mais également d'autres propriétés physiques du  $\text{LiNbO}_3$ .

---

### 3.1.1.8 Guides d'onde de surface

Les applications en optique intégrée précédemment citées n'auraient pas pu être possible sans la mise au point de méthodes de création de guides d'onde à la surface des échantillons [160]. La principale méthode consiste à doper la région proche de la surface du matériau. Le guide peut être créé sur toute la surface, constituant alors un guide plan, ou seulement sur une zone limitée afin de donner naissance à un confinement bidimensionnel comme dans le cas d'un guide ruban, que ce soit sur un substrat congruent ou sur du PPLN. La diffusion de titane à haute température ( $\sim 1100^\circ\text{C}$ ) permet d'obtenir des modifications d'indice de l'ordre de  $10^{-3}$ , avec une profondeur de guide de quelques microns [192]. Une autre méthode consiste à effectuer un échange protonique à partir d'un bain d'acide benzoïque qui permet de remplacer des ions  $\text{Li}^+$  par des ions  $\text{H}^+$  [193]. Après ce traitement une forte augmentation de l'indice extraordinaire est obtenue ( $\sim 0,1$ ) alors que l'indice ordinaire est diminué ( $\sim -0,04$ ). Seule une onde polarisée extraordinairement pourra donc être guidée. Une combinaison des deux techniques peut parfois être utilisée. Une diffusion de zinc peut aussi être envisagée pour réaliser des guides, ce dopant ayant de plus l'avantage d'augmenter dans le même temps le seuil de dommage optique [194]. Enfin, l'implantation ionique, largement employée pour d'autres matériaux, peut aussi s'appliquer au cas  $\text{LiNbO}_3$  [195].

Un point important à signaler est que les techniques de réalisation des guides d'onde employées en optique intégrée ne permettent de réaliser que des guides à la surface du matériau. Cette remarque ne se limite pas au cas du  $\text{LiNbO}_3$ , elle est également valable pour l'ensemble des technologies standards de l'optique intégrée. Les composants issus de ces processus sont donc essentiellement localisés sur un plan ce qui limite les interactions envisageables. Une des principales motivations « appliquées » des travaux sur les solitons spatiaux dans le  $\text{LiNbO}_3$  est de rendre possible l'accès à la 3<sup>ème</sup> dimension. En effet, les solitons formés donnent naissance à des guides bidimensionnels pouvant être créés n'importe où au cœur du substrat. Un autre avantage des guides photo-induites en général est qu'ils sont reconfigurables, car ils peuvent être modifiés ou effacés puis réécrits par un éclairage adapté [196, 197].

Nous avons vu que le  $\text{LiNbO}_3$  est l'un des matériaux les plus versatiles pour les applications photoniques que ce soit dans des systèmes massifs ou en configuration guidée<sup>4</sup>. Mais qu'en est-il de son potentiel pour la propagation soliton ?

## 3.1.2 Potentialités du $\text{LiNbO}_3$ pour la propagation soliton

### 3.1.2.1 Matériaux adaptés pour la génération de solitons photoréfractifs

Lors du chapitre précédent (§ 2.1.1), nous avons vu que peu de matériaux étaient couramment employés pour la propagation de solitons spatiaux Kerr. Dans le cas des solitons PR, les matériaux, nécessairement photoconducteurs et électro-optiques, sont généralement des cristaux inorganiques non-centrosymétriques [19]. A la suite des découvertes des solitons écrans démontrés dans des cristaux de SBN (§ 1.2.2.2), plusieurs matériaux ont par la suite été testés. Ainsi, des matériaux ferroélectriques (tels que le SBN, le  $\text{BaTiO}_3$  et le  $\text{KnbO}_3$ ), des sillenites (BSO et BGO) ou encore des semiconducteurs (InP) [68] ont permis l'autofocalisation de faisceaux. Des polymères PR commencent à être

---

4. « *Lithium Niobate can be considered as a Decathlon Winner, it is not the best material for a particular photonic application but could be among the best considered in general* » [160].

utilisés pour la propagation de solitons [198]. Par ailleurs, à la différence des solitons Kerr, dans un même matériau la modification d'indice photoréfractive peut-être soit défocalisante soit focalisante, suivant le sens du champ électrique appliqué. Des solitons brillants, noirs ou vortex sont ainsi obtenus indifféremment dans un même matériau et à une même longueur d'onde [66, 199]. Ceci est bien entendu valable surtout pour les cristaux non photovoltaïques, puisque dans cette situation il y a un sens de déplacement des charges privilégiées, donc une absence de contrôle du signe de la non-linéarité. Nous aurons largement l'occasion d'en reparler au cours de ce chapitre.

Cependant, on peut noter que le seul matériau couramment employé pour les travaux sur les solitons PR sous champ appliqué est le SBN [68], en raison de forts coefficients électro-optiques ( $r_{33} = 1340$  pm/V,  $r_{13} = 70$  pm/V) et d'un temps de réponse PR court de l'ordre de la minute. Ce matériau n'est cependant pas disponible avec une aussi bonne qualité optique que le  $\text{LiNbO}_3$ , et sa faible température de Curie (de l'ordre de 30 à 75 °C suivant la stoechiométrie choisie) le rend difficilement utilisable pour des applications. Le SBN ne convient donc pas en dehors des démonstrations de laboratoire.

Pour notre étude des solitons PR, notre choix s'est tourné vers le  $\text{LiNbO}_3$ . Ce choix suit la même logique que pour les solitons Kerr dans  $\text{AlGaAs}$  : à savoir, la sélection d'un matériau permettant d'envisager une intégration future avec des composants existants de l'optique intégrée et la disponibilité de la technologie éprouvée associée au matériau. Le choix de l' $\text{AlGaAs}$  était évident puisque c'est le matériau, de ceux utilisés pour la propagation des solitons spatiaux Kerr, pouvant facilement être associé à des composants actifs et passifs conduisant à une intégration sur un même substrat de  $\text{GaAs}$  ; et ceci avec la possibilité de former des solitons Kerr exploitant la bonne figure de mérite de  $\text{AlGaAs}$ . Le choix du  $\text{LiNbO}_3$  est moins évident à ce stade de notre étude, car bien que son potentiel applicatif ne soit pas à démontrer, son potentiel comme support d'une propagation soliton PR reste à prouver dans le cas des solitons brillants.

### 3.1.2.2 $\text{LiNbO}_3$ et solitons : état de l'art

Une recherche bibliographique portant sur les mots clés «  $\text{LiNbO}_3$  » et « soliton », fait ressortir différents thèmes de recherches :

- Le  $\text{LiNbO}_3$  peut être le support de la propagation d'une onde de surface de type soliton acoustique [200].
- La recherche sur les solitons temporels a tiré profit des propriétés du  $\text{LiNbO}_3$  pour générer des impulsions temporelles aptes à se propager en régime soliton dans les fibres ; le but étant de réaliser des lignes de transmissions complètes à base de solitons temporels. Le  $\text{LiNbO}_3$  a ainsi permis la réalisation de sources solitons : que ce soit en utilisant les modulateurs électro-optiques pour le blocage de mode [201], avec du PPLN utilisé pour la réalisation de sources solitons doublées en fréquence [202], ou bien encore de cavités laser réalisées avec du  $\text{LiNbO}_3$  dopé Erbium [203]. Dans ce dernier cas, la source émettant des solitons temporels permet un degré d'intégration supplémentaire par rapport aux lasers fibrés.
- La recherche sur les solitons quadratiques a largement utilisé les propriétés non linéaires du  $\text{LiNbO}_3$  : il fut le support de la première démonstration expérimentale d'un soliton quadratique dans un guide plan [204], il permit également une mise en évidence expérimentale de l'interaction de deux solitons quadratiques [205]. Par la suite, l'emploi du PPLN permit de diminuer les puissances requises à l'établissement d'un soliton quadratique [206, 207].

- Le dernier axe de recherche concerne les solitons PR que nous détaillons dans le paragraphe suivant.

Ce rapide listing des liens entre solitons et niobate de lithium témoigne encore une fois de la versatilité de ce matériau, décidément incontournable.

### 3.1.2.3 LiNbO<sub>3</sub> et solitons photoréfractifs

#### Solitons noirs

En 1995, c'est-à-dire une année avant que le LiNbO<sub>3</sub> ne soit employé pour propager des solitons quadratiques, ce matériau était utilisé pour la première démonstration expérimentale d'un soliton spatial photovoltaïque [75], donc sans champ électrique appliqué. Dans le LiNbO<sub>3</sub>, en l'absence de champ appliqué, l'effet PR résulte en une baisse de l'indice de réfraction dans les zones éclairées, ce qui provoque la défocalisation des faisceaux lumineux. Cette caractéristique en fait un milieu propice à la formation de solitons noirs ou de solitons vortex. La première démonstration correspondait précisément à un soliton noir (1+1)D réalisé à la longueur d'onde de 488 nm<sup>5</sup>. Le guide plan qui est généré, suite à la formation de ce soliton planaire, fut utilisé pour guider un faisceau à 514 nm. L'année suivante, une jonction Y unidimensionnelle était démontrée grâce à la génération d'une paire de solitons [209]. Le LiNbO<sub>3</sub> offre également la possibilité de photo-induire des guides bidimensionnels (2-D) [210]<sup>6</sup>, ou encore de former des vortex [211, 212]. A cette même fin, la propagation de solitons noirs a été réalisée dans un guide plan [213, 208, 214]. Les récents travaux sur la propagation dans les structures périodiques non linéaires ont également mis à profit les propriétés du LiNbO<sub>3</sub>. Ainsi, des solitons de « gap » ont été démontrés tirant avantage de l'effet photoréfractif défocalisant [215, 216].

#### Solitons brillants

Jusqu'en 2004, les seuls solitons observés dans le LiNbO<sub>3</sub> étaient donc les solitons PR mais dénommés solitons photovoltaïques. Les solitons brillants constituent pourtant un moyen plus aisé pour induire des guides 2-D. En effet, ceux-ci sont plus faciles à mettre en œuvre et sont moins susceptibles de se disloquer par instabilité de modulation que les solitons noirs, à cause de l'étendue spatiale de ces derniers. Pour la même raison, l'inscription séquentielle de plusieurs guides dans un même milieu est beaucoup plus aisée à l'aide d'un soliton brillant. La formation de solitons brillants est donc bien plus intéressante d'un point de vue applicatif. L'effet défocalisant présent dans le LiNbO<sub>3</sub> est lié au sens du champ de charge d'espace induit,  $\mathbf{E}_{pv}$ , sous l'influence du courant PV. Celui-ci produit une diminution de l'indice de réfraction par effet électro-optique. Il est naturel de penser qu'un champ appliqué  $\mathbf{E}_0$  de sens opposé et supérieur à  $\mathbf{E}_{pv}$  peut entraîner les charges dans une direction opposée et conduira donc à une modification d'indice opposée, c'est-à-dire à une augmentation de l'indice dans les zones éclairées par rapport aux zones sombres. Cette idée a été exploitée récemment par Fazio *et al.* pour démontrer la formation d'un soliton brillant (2+1)D dans le LiNbO<sub>3</sub> [217]. Les potentialités de ces solitons brillants ont rapidement été exploitées pour vérifier de nouveaux concepts tels que la robustesse du soliton vis-à-vis d'une double réflexion totale [218]. Ces

---

5. Ici la configuration (1+1)D ne correspond pas à la propagation d'un soliton dans un guide plan, mais à la propagation auto-focalisée d'une bande (sombre), conduisant à la création d'un guide plan. Une instabilité transverse peut cependant survenir si la non-linéarité induite est trop importante : par exemple dans du LiNbO<sub>3</sub>:Fe en régime établi [208].

6. Mais pas vraiment circulaires, car ils étaient formés à partir de l'intersection de deux bandes sombres, intersection où la lumière était absente.

---

travaux précurseurs, fruits de collaborations internationales, ont impliqué l'équipe d'Optique Non Linéaire du Département d'Optique de Besançon et sont à l'origine de mon intérêt pour ces solitons. La suite de ce chapitre présente notre contribution à ce thème de recherche.

### 3.2 Démonstration théorique de l'existence du soliton brillant écran-PV

Avant de présenter des résultats expérimentaux, il apparaît important d'établir les conditions d'existence théorique d'un soliton brillant dans le LiNbO<sub>3</sub>. Comme indiqué précédemment, le champ caractéristique de l'effet PV  $\mathbf{E}_{pv}$  conduisant à un effet PR défocalisant dans le LiNbO<sub>3</sub>, on peut anticiper qu'un champ appliqué  $\mathbf{E}_0$  plus grand que  $\mathbf{E}_{pv}$ , et de sens opposé, pourrait permettre l'obtention de solitons brillants. Nous appellerons ces solitons sous champ appliqué dans un milieu photovoltaïque : *solitons écrans-photovoltaïques*, soit solitons écrans-PV. Les études théoriques de Keqing *et al.*, traitant de tels solitons [219, 220, 221, 222], suggèrent cette idée, mais ne traitent cependant que le cas du soliton noir dans un milieu PV défocalisant ou d'un soliton brillant dans un milieu autofocalisant, c'est-à-dire lorsque  $\mathbf{E}_0$  est dans le même sens que  $\mathbf{E}_{pv}$ . Par ailleurs, leurs études ne considèrent que le régime établi. Or, comme nous le démontrons dans ce qui suit, l'étude temporelle est importante dans le cas qui nous intéresse ( $\mathbf{E}_0$  et  $\mathbf{E}_{pv}$  de sens opposé) car le régime établi n'est pas toujours le plus favorable, notamment pour la génération de guides.

Une solution différente de celle que nous suggérons été proposée par Anastassiou *et al.* dans le but de former des solitons brillants dans le LiNbO<sub>3</sub>. Elle consiste en l'ajout d'un fond continu intense de polarisation perpendiculaire au faisceau soliton [223]. L'éclairement de fond étant polarisé dans la direction correspondant au coefficient PV  $\beta_{pv}$  le plus grand, une forte diminution d'indice survient, et cette baisse de l'indice est plus forte qu'à l'endroit du faisceau soliton, d'où un effet autofocalisant. Expérimentalement, un effet focalisant a ainsi été démontré, mais d'amplitude insuffisante pour propager un soliton. Cette idée a été reprise tout récemment [224], mais cette fois avec un fond continu à une longueur d'onde différente de celle du faisceau soliton.

Les solitons que nous cherchons à réaliser sont des solitons (2+1)D, les trois dimensions spatiales doivent donc être prises en compte, c'est-à-dire les deux dimensions transverses et la dimension de la propagation du faisceau. Expérimentalement, nous nous limitons au cas, le plus favorable, où le champ appliqué est parallèle à l'axe  $\mathbf{c}$  (direction, notée  $x$  par la suite). Notons par ailleurs, que le champ PV est également dirigé suivant ce même axe (car  $\beta_{31} \approx \beta_{33} \gg \beta_{22}$ , *c.f.* § 3.1.1.6). Le champ de charge d'espace  $\mathbf{E}$  qui s'établit, par effet PR, dans le matériau est ainsi quasiment parallèle à  $\mathbf{c}$  même pour un faisceau 2-D. Dans notre modèle, nous considérons donc un déplacement de charge par effet PR dans une seule direction. Même avec cette hypothèse, seule une solution purement numérique est envisageable pour modéliser la propagation (2+1)D. Nous faisons ici le choix d'une modélisation semi-analytique, plus facile à mettre en œuvre qui n'est donc satisfaisante que pour les solitons (1+1)D. Les résultats peuvent toutefois être partiellement étendus au cas des solitons (2+1)D. Les travaux de Zozulya *et al.* [81, 82] montrent que si une modélisation plus fine est utilisée, alors l'autofocalisation donne naissance à un faisceau légèrement elliptique. Remarquons par ailleurs que les traitements théoriques (2+1)D publiés pour des configurations plus simples (champ PV seul ou champ appliqué seul) ne permettent pas d'expliquer correctement la propagation solitonique (2+1)D observée expérimentalement. Par contre, ils permettent de prévoir l'anisotropie des guides photo-induits.

L'étude théorique que nous menons ici permet, en premier lieu, de démontrer l'existence de ces

solitons particuliers qui se forment en présence d'un champ appliqué et de l'effet PV. De plus, comme nous le verrons, notre modèle décrit de façon satisfaisante le comportement observé lors des expériences.

### 3.2.1 Expression temporelle du champ de charge d'espace

Afin de comprendre la dynamique de formation des solitons, notre modèle prend en compte l'aspect temporel de la mise en place du champ de charge d'espace.

#### 3.2.1.1 Établissement de l'équation différentielle

Comme expliqué précédemment, notre modèle considère une seule dimension transverse pour modéliser le champ de charge d'espace. Cette dimension  $x$  est parallèle à l'axe  $\mathbf{c}$  du cristal, direction du courant PV et du champ électrique appliqué  $\mathbf{E}_0$ . Le système de Kukhtarev, présenté lors du premier chapitre (§ 1.2.2) se réécrit :

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (\beta - sI)(N_D - N_D^+) - \gamma N N_D^+ \quad (3.7)$$

$$J = e\mu N E + k_B T \mu \frac{\partial N}{\partial x} + \beta_{pv}(N_D - N_D^+)I \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial x} = 0 \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (3.10)$$

$$\rho = e(N_D^+ - N_A - N) \quad (3.11)$$

La dérivée spatiale de la densité de courant  $J$ , déterminée par l'éq. (3.8), et la dérivée temporelle de la densité de charge, déterminée à partir de l'éq. (3.9), sont opposées l'une de l'autre d'après l'éq. (3.10). Ces trois équations se combinent donc pour aboutir à une équation différentielle liant le champ de charge d'espace  $E$  à l'intensité lumineuse  $I$  et à la densité d'électrons libres  $N$  [70, 225] :

$$-e \frac{\partial^2 E}{\partial x \partial t} = e\mu \frac{\partial (NE)}{\partial x} + \mu k_B T \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \beta_{pv} \frac{\partial}{\partial x} ((N_D - N_D^+)I) \quad (3.12)$$

Nous nous intéressons ici à la dynamique de formation du champ de charge  $E$ , cependant, le temps de création des charges libres est négligé devant le temps nécessaire à la mise en place du champ de charge d'espace. On peut alors considérer le régime établi de l'éq. (3.7). Par ailleurs, dans un matériau PR typique comme le  $\text{LiNbO}_3$ , la concentration des charges libres, qui est due aux électrons libres, est très faible par rapport à la concentration d'accepteurs  $N_A$  et de donneurs  $N_D$  ( $N_D$  ou  $N_A \gg N$  et  $N_D^+ \gg N$ ), ce qui permet de négliger  $N$  dans l'éq. (3.11) [72] et d'en déduire les densités des charges :

$$N_D^+ = N_A \left( 1 + \frac{\epsilon}{e N_A} \frac{\partial E}{\partial x} \right) \quad (3.13)$$

$$N = \frac{s}{\gamma N_A} (I + I_d) \left[ N_D - N_A \left( 1 + \frac{\epsilon}{e N_A} \frac{\partial E}{\partial x} \right) \right] \left( 1 + \frac{\epsilon}{e N_A} \frac{\partial E}{\partial x} \right)^{-1} \quad (3.14)$$

avec  $I_d$  l'intensité d'obscurité, définie par  $I_d = \beta/s$ . Généralement le terme sans dimension  $(\epsilon/eN_A)(\partial E/\partial x)$  est nettement inférieur à l'unité de fait des faibles variations spatiales de l'intensité  $I(x, z)$  suivant  $x$  et d'une valeur forte de  $N_A$ . Dans un premier temps, nous négligerons donc ce terme afin d'obtenir une expression analytique de  $E$ , ce qui permet de tracer les courbes d'existence des solitons. Cependant, le cristal de LiNbO<sub>3</sub> que l'on utilise expérimentalement n'est pas intentionnellement dopé. En conséquence, la concentration d'accepteurs  $N_A$  y est plus faible que celle des matériaux PR utilisés habituellement. L'influence de ce terme peut donc être augmentée. Dans une partie plus avancé de notre travail, l'influence de ce terme sera pris en compte (§ 3.4.1.2).

Nous négligeons donc le terme  $(\epsilon/eN_A)(\partial E/\partial x)$ , et les éq. (3.13) et (3.14) se réécrivent :

$$N_D^+ = N_A \quad (3.15)$$

$$N = \frac{s(N_D - N_A)}{\gamma N_A} (I + I_d) \quad (3.16)$$

En remplaçant la concentration d'électrons libres  $N$  par son expression (éq. (3.16)) dans l'éq. (3.12), on obtient après intégration suivant  $x$  :

$$-\epsilon \frac{\partial E}{\partial t} = e\mu \frac{s}{\gamma N_A} (N_D - N_A) (I + I_d) E + \mu k_B T \frac{s}{\gamma N_A} (N_D - N_A) \frac{\partial I}{\partial x} + \beta_{pv} (N_D - N_A) I + Cte_1 \quad (3.17)$$

$Cte_1$  étant la constante d'intégration. Nous introduisons à présent le temps de relaxation diélectrique du matériau  $T_d$  :

$$T_d = \frac{\epsilon}{e\mu} \frac{\gamma N_A}{s I_d (N_D - N_A)} \quad (3.18)$$

et les expressions généralisées  $E_g = E + E_{pv}$  et  $I_g = I + I_d$ , avec  $E_{pv}$  le champ caractéristique associé à l'effet photovoltaïque :

$$E_{pv} = \frac{\beta_{pv} \gamma N_A}{e\mu s} \quad (3.19)$$

L'éq. (3.17) se réécrit alors :

$$T_d I_d \frac{\partial E_g}{\partial t} + I_g E_g + \frac{k_B T}{e} \frac{\partial I_g}{\partial x} = Cte_2 \quad (3.20)$$

La démarche présentée ci-dessus permettant d'aboutir à cette équation différentielle est similaire aux développements réalisés dans le cas de configurations plus simples [70, 225]. Nous continuerons d'utiliser le même cheminement, cependant à partir d'ici, nos calculs se différencient des travaux déjà publiés puisque nous cherchons les solutions correspondant à un milieu photovoltaïque et en même temps sous influence d'un champ appliqué continu  $E_0$ .

Nous cherchons à présent à déterminer la valeur de la constante d'intégration qui dépend de nos conditions aux limites particulières. C'est-à-dire, pour un soliton brillant, quand  $x \rightarrow \pm\infty$ , l'intensité  $I \rightarrow 0$  et le champ de charge  $E \rightarrow E_0$  (car nous considérons un cristal beaucoup plus large que le soliton). En conséquence, l'éq. (3.20) donne  $Cte_2 = I_d(E_0 + E_{pv})$ . L'évolution du champ de charge d'espace dépendant du temps est finalement donné par l'équation différentielle :

$$T_d I_d \frac{\partial E_g}{\partial t} + I_g E_g + \frac{k_B T}{e} \frac{\partial I_g}{\partial x} = I_d (E_0 + E_{pv}) \quad (3.21)$$

### 3.2.1.2 Résolution de l'équation différentielle

Si on considère que  $I$  varie lentement en fonction du temps, et avec la condition initiale  $E(x, t = 0) = E_0$ , la résolution de l'éq. (3.21) donne [70] :

$$E(x, t) = \left[ \frac{(E_0 + E_{pv})I}{I + I_d} - \frac{k_B T}{e(I + I_d)} \frac{\partial I}{\partial x} \right] \left[ \exp\left(-\frac{I + I_d}{T_d I_d} t\right) - 1 \right] + E_0 \quad (3.22)$$

On peut alors également exprimer la solution stationnaire atteinte lorsque  $t \rightarrow +\infty$  :

$$E(x) = \frac{I_d}{I + I_d} E_0 - \frac{I}{I + I_d} E_{pv} + \frac{k_B T}{e(I + I_d)} \frac{\partial I}{\partial x} \quad (3.23)$$

Cette solution, correspondant au régime établi, est similaire à celle donnée dans la ref. [219].

Dans un premier temps, nous négligeons l'effet de la diffusion donné par le terme proportionnel à la température. Ce terme introduit une légère composante asymétrique dans l'expression de  $E$ , ce qui induit une faible déviation du faisceau (*self-bending*) [226]. L'éq. (3.22) se réécrit donc :

$$E(x, t) = (E_0 + E_{pv}) \frac{I}{I + I_d} \left[ \exp\left(-\frac{I + I_d}{T_d I_d} t\right) - 1 \right] + E_0 \quad (3.24)$$

Nous avons maintenant une équation qui nous donne l'évolution du champ électrique (donc de la distribution d'indice) pour une distribution d'intensité donnée.

### 3.2.2 Equation de propagation

Nous cherchons maintenant les conditions pour que la propagation soliton soit possible c'est-à-dire pour que le faisceau se propage en gardant un profil transverse constant. Il s'agit de solutions dont l'amplitude du champ est de la forme :

$$\mathbf{A} \equiv A(x, z) \mathbf{e} = \sqrt{r I_d} u(x) e^{i\Gamma z} \mathbf{e} \quad (3.25)$$

où  $r$  est le rapport entre le maximum d'intensité et  $I_d$ ,  $u$  le profil normalisé du soliton qui dépend seulement de  $x$ ,  $\Gamma$  la constante de propagation du soliton, et  $\mathbf{e}$  le vecteur unitaire définissant la polarisation du faisceau. On se limite au cas où le faisceau est polarisé suivant un axe principal du cristal, de sorte qu'il ne soit pas influencé par la biréfringence du matériau, on a donc soit  $\mathbf{e} = \mathbf{e}_e = \mathbf{c}$  (i.e.  $\mathbf{A} \parallel \mathbf{c}$ , polarisation extraordinaire), soit  $\mathbf{e} = \mathbf{e}_o$  (i.e.  $\mathbf{A} \perp \mathbf{c}$ , polarisation ordinaire).

Dans le premier chapitre, nous avons présenté l'équation de propagation (2+1)D (éq. (1.18)) qui est ici réécrite pour le cas (1+1)D :

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} = i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n A \quad (3.26)$$

Rappelons que  $k = 2\pi n_0 / \lambda$  est le vecteur d'onde dans le milieu dont l'indice de réfraction moyen est  $n_0$ . La distribution d'indice induite par effet électro-optique est donnée par  $\Delta n = -1/2 n_0^3 r_{eff} E$ , c'est-à-dire soit par l'éq. (3.3) si  $\mathbf{A} \parallel \mathbf{c}$ , soit par l'éq. (3.4) si  $\mathbf{A} \perp \mathbf{c}$ .

Nous introduisons à présent les paramètres sans dimensions  $\xi = x/d$  où  $d = (|k^2 n_0^2 r_{eff} E_0|)^{-1/2}$ ,  $\tau = t/T_d$  et  $\alpha = E_{pv}/E_0$ . La convention est prise d'un champ appliqué  $\mathbf{E}_0$  dans le même sens que  $\mathbf{c}$ . L'équation de propagation (3.26) combinée avec l'éq. (3.24) donne :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} = (\gamma + 1)u + (1 + \alpha) \frac{r u^3}{1 + r u^2} \left( e^{-(1+ru^2)\tau} - 1 \right) \quad (3.27)$$

avec  $\gamma = 2k\Gamma d^2$ .

### 3.2.3 Solution de l'équation de propagation : le soliton écran-PV

L'éq. (3.27) est de la forme :

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} &= F(u) \\ \Leftrightarrow 2 \frac{d^2 u}{dx^2} \frac{du}{dx} &= 2F(u) \frac{du}{dx} \\ \int 2 \frac{d^2 u}{dx^2} \frac{du}{dx} dx &= 2 \int F(u) \frac{du}{dx} dx \\ \left( \frac{du}{dx} \right)^2 &= 2 \int F(u) du\end{aligned}$$

Dans notre cas, l'intégrale de l'éq. (3.27) est obtenue à partir de l'intégrale de  $F(u)$  qui est calculée numériquement. Ainsi, on obtient :

$$\left( \frac{\partial u}{\partial \xi} \right)^2 = (\gamma - \alpha) u^2 + \frac{1 + \alpha}{r} \left[ \ln(1 + ru^2) - \frac{e^{-(1+ru^2)\tau}}{\tau} - E_i^{\{-(1+ru^2)\tau\}} \right] + Cte_3 \quad (3.28)$$

où  $E_i^{\{y\}} = \int_{-y}^{+\infty} \frac{e^{-y}}{y} dy$  est la fonction intégrale exponentielle.

Les conditions aux limites permettent de déterminer les constantes  $\gamma$  et  $Cte_3$ . Dans le cas d'un soliton brillant on a en  $x = 0$  :  $u_0 = 1$ ,  $du_0/d\xi = 0$ , et en  $x \rightarrow \pm\infty$  :  $u_\infty = 0$  et  $du_\infty/d\xi = 0$ , ce qui conduit au système :

$$\gamma = \alpha + \frac{1 + \alpha}{r} \left[ -\ln(1 + r) + \frac{1}{\tau} (-e^{-\tau} + e^{-(1+r)\tau}) - E_i^{\{-\tau\}} + E_i^{\{-(1+r)\tau\}} \right] \quad (3.29)$$

$$\left( \frac{\partial u}{\partial \xi} \right)^2 = (\gamma - \alpha) u^2 + \frac{1 + \alpha}{r} \left[ \ln(1 + ru^2) + \frac{1}{\tau} (e^{-\tau} - e^{-(1+ru^2)\tau}) + E_i^{\{-\tau\}} - E_i^{\{-(1+ru^2)\tau\}} \right] \quad (3.30)$$

Soit finalement, en remplaçant  $\gamma$  par son expression (éq. (3.29)) dans l'éq. (3.30) :

$$\begin{aligned}\left( \frac{\partial u}{\partial \xi} \right)^2 &= \frac{1 + \alpha}{r} \left[ -u^2 \ln(1 + r) + \ln(1 + ru^2) \right. \\ &\quad + \frac{1}{\tau} \left( (1 - u^2) e^{-\tau} + u^2 e^{-(1+r)\tau} - e^{-(1+ru^2)\tau} \right) \\ &\quad \left. + (1 - u^2) E_i^{\{-\tau\}} + u^2 E_i^{\{-(1+r)\tau\}} - E_i^{\{-(1+ru^2)\tau\}} \right] \quad (3.31)\end{aligned}$$

Cette équation a été obtenue, avec les conditions aux limites propres aux solitons brillants. Elle diffère de l'équation à utiliser pour les solitons noirs (milieu défocalisant). L'équation correspondant au cas des solitons noirs pourrait cependant être établie de façon tout à fait similaire.

Pour un temps  $\tau$  donné, l'équation (3.31) peut être résolue numériquement, à condition bien entendu que  $\alpha > -1$  (soit  $E_0 + E_{pv} > 0$ ), ce qui revient à dire que le milieu est focalisant. Par exemple, les profils solitons en intensité et ceux du champ de charge d'espace, obtenus avec  $\alpha = -7/8$  et pour  $r \gg 1$ , sont représentés pour différents instants  $\tau$  sur la Fig. (3.1). Le profil recherché de soliton brillant y est bien mis en évidence. Au début du processus, un soliton brillant large est obtenu en raison de la très faible variation d'indice qui, rappelons-le, est proportionnelle au champ  $E$  (mais de signe opposé dans le LiNbO<sub>3</sub>). Puis, tandis que le champ se creuse pour donner un guidage plus fort, la taille

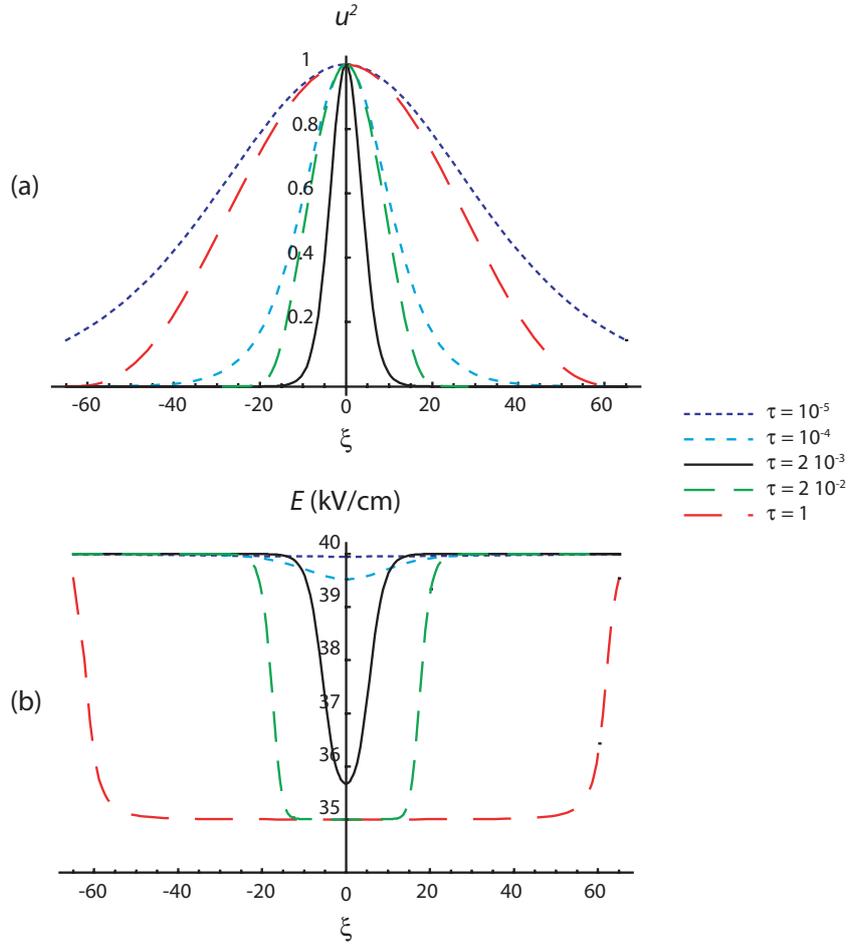
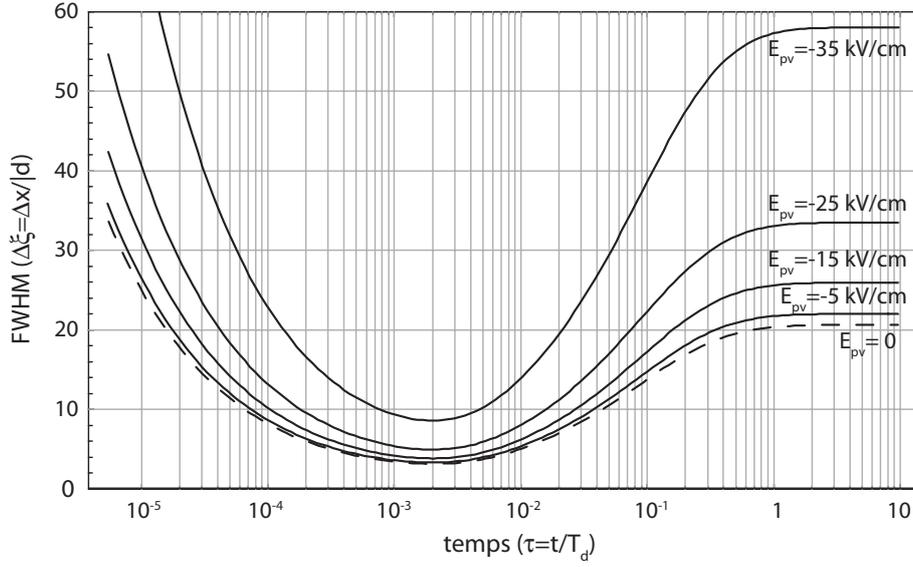


FIG. 3.1 : (a) Profils solitons (intensités normalisées) et (b) champs de charge d'espace correspondants pour différents temps d'exposition.  $E_0 = 40$  kV/cm,  $E_{pv} = -35$  kV/cm,  $r=1000$  soit  $I_{max} \gg I_d$ .

du soliton diminue jusqu'à atteindre une largeur minimale (courbe en trait plein). Par la suite, au centre du faisceau, le champ de charge atteint la valeur de saturation, correspondant à  $|E_{pv}|$ , et le guide photo-induit s'élargit, ce qui explique que le faisceau s'élargisse lui-même de nouveau. Cette dynamique temporelle correspond au comportement attendu pour des solitons PR [70]. La Fig 3.2 qui donne l'évolution temporelle de la taille du soliton pour différents champs  $E_{pv}$  rapporte ce comportement. Notons, avant d'aller plus loin, que ces courbes d'existence théoriques sont construites à partir de l'hypothèse d'un soliton existant à chaque instant. Elles ne peuvent être utilisées que qualitativement pour prédire la mise en place de l'autofocalisation d'un faisceau de taille donnée à l'entrée de l'échantillon. Dans le cas d'un faisceau de taille initiales fixe, ces calculs permettent de déterminer de manière rigoureuse quelles sont les conditions requises pour l'obtention du soliton.

Comme on pouvait s'en douter, compte tenu de la forme de l'éq. (3.31), la Fig. 3.2 indique que le temps de formation du soliton en régime transitoire (correspondant à la largeur minimale atteinte, dénommé soliton quasi-établi), ou celui du soliton en régime établi, ne dépend pas des valeurs des champs  $E_0$  et  $E_{pv}$ . Cependant, dans le cas représenté où  $r$  est fixé et où les valeurs de  $E_0$  et  $E_{pv}$  varient, à un instant  $\tau$  donné, plus  $E_0 + E_{pv}$  est faible, plus le soliton correspondant sera large. Ainsi pour un faisceau de taille fixée en entrée d'échantillon, le temps nécessaire pour compenser la diffraction sera d'autant plus grand que la différence entre  $|E_0|$  et  $|E_{pv}|$  sera faible, bien que le temps nécessaire pour



**FIG. 3.2 :** Courbes d'existence du soliton écran-PV pour un champ appliqué  $E_0 = 40$  kV/cm et pour différents champs photovoltaïques  $E_{pv}$ , avec  $r = 1000$ .  $\Delta\xi = \Delta x/d$  où  $d = (|k^2 n_0^2 r_{eff} E_0|)^{-1/2}$ .

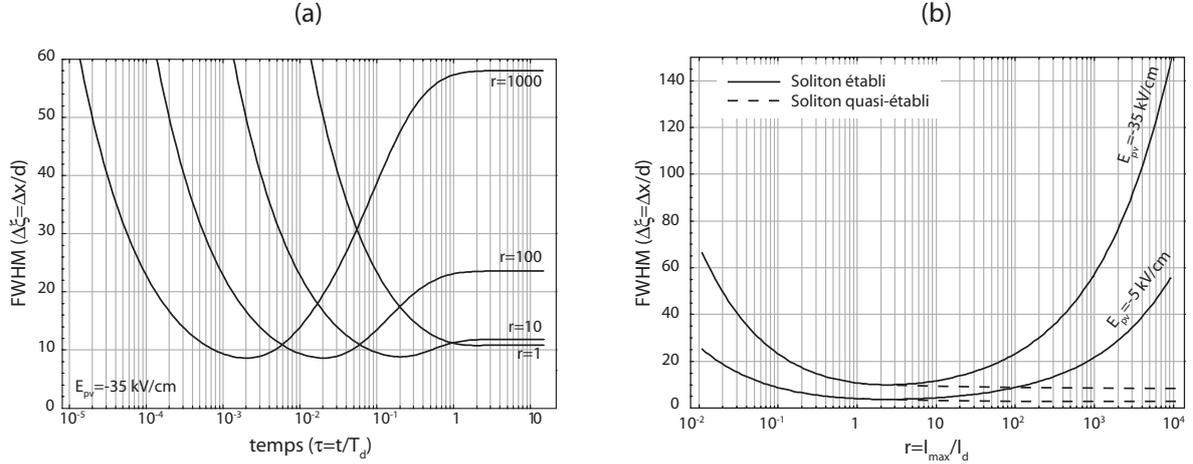
atteindre le régime établi soit constant. Cette dynamique temporelle peut expliquer que Fazio *et al.* aient observé un temps de formation plus long lorsqu'ils diminuaient  $E_0$  [217].

Les effets antagonistes de  $E_0$  et  $E_{pv}$  conduisent ainsi à la création d'un soliton plus large que dans le cas où le champ de charge d'espace est du au seul effet autofocalisant de  $E_0$ . Ceci est vrai quelque soit l'instant considéré comme le montre la Fig (3.2). Par exemple, pour  $E_0 = 40$  kV/cm, en passant de  $E_{pv} = 0$  à  $E_{pv} = -35$  kV/cm, les tailles des faisceaux solitons sont quasiment multipliées par 3 quelques soit  $\tau$ . Le paramètre clé est le champ « utile »  $E_0 + E_{pv}$  vu par le faisceau. Ainsi, dans un milieu où  $E_{pv} = -35$  kV/cm<sup>7</sup>, pour réaliser des solitons de tailles identiques à celles qui seraient obtenues avec  $E_0 = 40$  kV/cm dans d'un milieu où l'effet PV serait absent, il faut augmenter  $E_0$  jusqu'à 75 kV/cm. Avec des paramètres proches de nos expériences, où  $E_0 = 40$  kV/cm, si  $E_{pv} = -35$  kV/cm, en régime établi la largeur du soliton (FWHM) atteint 106  $\mu\text{m}$  (avec  $r = 1000$ ), alors qu'en régime quasi-établi la taille du soliton n'est que de 16  $\mu\text{m}$ . Pratiquement si l'on cherche à piéger un faisceau de quelques microns de large dans un tel matériau, le régime quasi-établi apparaît donc comme le choix préférentiel.

Regardons maintenant le comportement si l'on fait varier le rapport  $r = I_{max}/I_d$ . La taille d'un soliton PR est d'une manière générale dépendante de l'intensité lumineuse [227, 70, 228]. Ce constat est également valable dans le cas du soliton écran-PV comme le montre la Fig. 3.3. Elle rapporte les courbes d'existence du soliton écran-PV pour différentes valeurs de  $r$  (Fig. 3.3(a)), ainsi que l'évolution de la taille des solitons quasi-établis et établis en fonction de l'intensité (Fig. 3.3(b)). Le temps de formation du soliton quasi-établi est inversement proportionnel à  $r$ , de la même façon que cela a été démontré pour les solitons PV [225]. La Fig. 3.3(b) montre qu'il est possible de diminuer la taille du soliton en régime établi en abaissant  $r$  jusqu'à une valeur proche de 2,4. En reprenant les paramètres du LiNbO<sub>3</sub>, toujours avec  $E_0 = 40$  kV/cm et  $E_{pv} = -35$  kV/cm, la taille minimale du soliton en régime établi est alors abaissée à 18  $\mu\text{m}$ , au lieu des 106  $\mu\text{m}$  obtenus pour  $r = 1000$ . L'utilisation d'une intensité aussi faible que  $I_d$  à température ambiante dans le LiNbO<sub>3</sub> (de l'ordre de quelques  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ ) semble

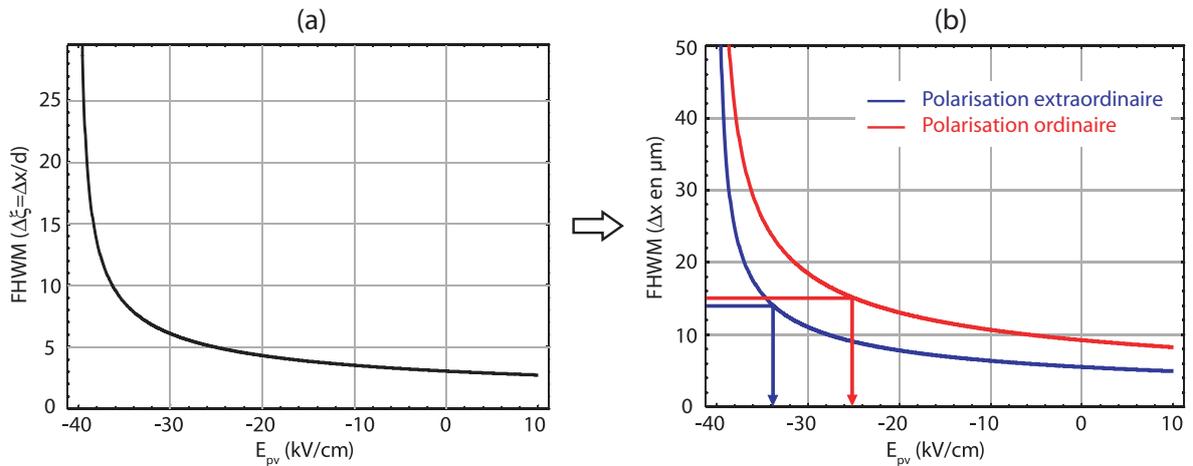
7. Valeur réaliste, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant (§ 3.3).

exclu car le temps de réponse est alors rédhibitoirement long. L'utilisation d'un éclairage de fond afin d'augmenter la valeur de  $I_d$ , comme cela a été fait pour un soliton écran dans SBN [226, 80] est également applicable à notre étude. Une autre solution peut consister à augmenter la température de l'échantillon afin de générer des électrons libres ce qui permet d'élever  $I_d$ .



**FIG. 3.3 :** Étude de l'influence de  $r$ . (a) Courbes d'existence du soliton avec  $E_0 = 40 \text{ kV/cm}$  et  $E_{pv} = -35 \text{ kV/cm}$  pour  $r = 1, 10, 100$  puis  $1000$ . (b) Évolution de la taille du soliton en fonction de  $r$  en régime établi et en régime quasi-établi, avec  $E_0 = 40 \text{ kV/cm}$  et  $E_{pv} = -5 \text{ kV/cm}$  puis  $E_{pv} = -35 \text{ kV/cm}$ .

Comme nous venons de le voir, la taille du soliton transitoire et celle du soliton en régime établi dépendent de la valeur de  $E_{pv}$ . Une étude plus précise de la taille du soliton quasi-établi en fonction de  $E_{pv}$  est présentée sur la Fig. 3.4. Ainsi, mesurer la taille du soliton revient à mesurer la valeur de  $E_{pv}$  qui rappelons-le peut varier fortement d'un échantillon à l'autre et n'est donc jamais connue a priori. Comme nous allons le voir dans notre démonstration expérimentale de ce soliton écran-PV, il est possible de déterminer simplement l'amplitude de  $E_{pv}$ .



**FIG. 3.4 :** Taille minimale du soliton en régime établi obtenue pour un champ appliqué  $E_0 = 40 \text{ kV/cm}$  en fonction du champ photovoltaïque  $E_{pv}$  (pour  $I \gg I_d$ ), (a) Taille normalisée par rapport à  $d = (|k^2 n_0^2 r_{eff} E_0|)^{-1/2}$ , (b) Taille en microns pour les polarisations extraordinaire et ordinaire avec les paramètres du  $\text{LiNbO}_3$ , à la longueur d'onde de  $633 \text{ nm}$  ( $n_e = 2,20$  et  $r_{33} = 32,2 \text{ pm/V}$ ;  $n_o = 2,29$  et  $r_{13} = 10 \text{ pm/V}$ ).

En conclusion, un soliton écran-PV très confiné peut être formé aisément en régime quasi-établi. Dans ce cas, sa formation est d'autant plus rapide que l'intensité utilisée est forte. Sa largeur ne dépend que de la valeur du champ utile  $|E_0| - |E_{pv}|$ . Cette étude théorique fait déjà apparaître que ce soliton obtenu en régime transitoire est un moyen aisé de générer des guides au cœur du matériau. Seul un contrôle du temps d'exposition est nécessaire pour générer un guide optimisé. Par contre, pour pouvoir former un soliton de faible largeur qui subsiste en régime établi il faut alors travailler avec un rapport  $r = I_{max}/I_d$  proche de 2, ce qui implique des contraintes expérimentales supplémentaires.

### 3.3 Démonstration expérimentale du soliton brillant écran-PV dans le $\text{LiNbO}_3$

L'étude théorique menée au paragraphe précédent permet de justifier l'existence d'un soliton écran-PV brillant dans un matériau tel que le  $\text{LiNbO}_3$ , au moins dans le cas (1+1)D. Nous présentons ici les résultats expérimentaux qui confirment la validité de la modélisation précédente. Nous commençons par montrer la dynamique de focalisation qui prouve qu'un régime soliton peut être atteint. Puis, nous cherchons à mieux le caractériser en apportant des informations supplémentaires sur les propriétés de ces solitons récemment découverts [217]. En particulier, nous nous intéressons à l'influence de la polarisation du champ optique et nous testons la qualité des guides formés pour différentes longueurs d'onde.

#### 3.3.1 Dispositif expérimental

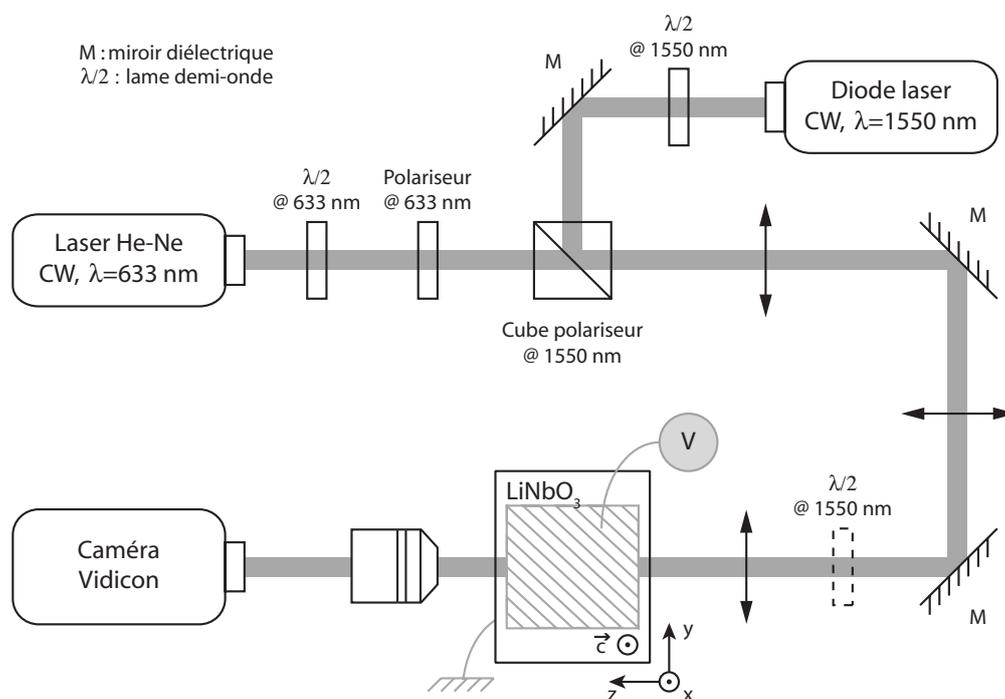
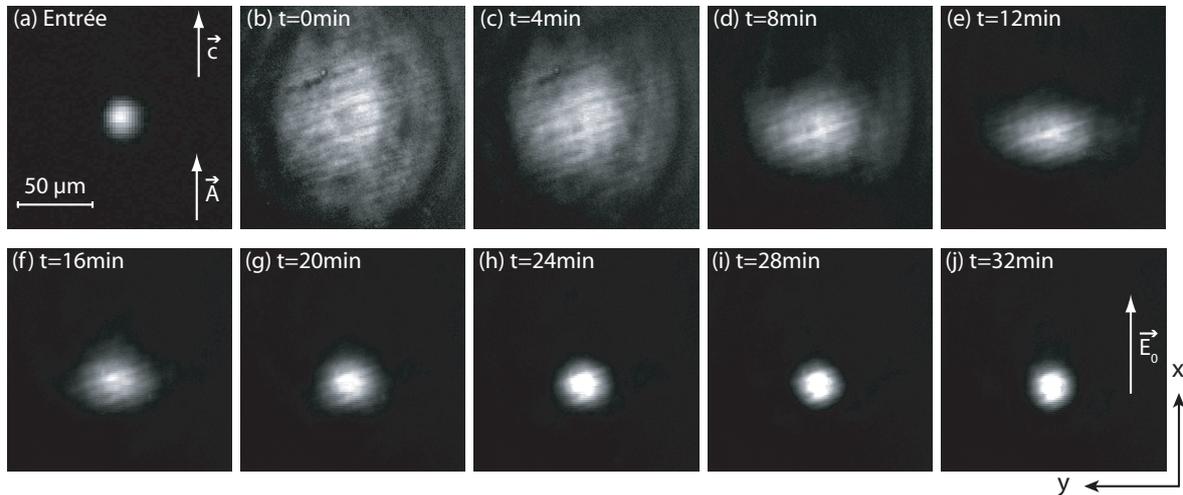


FIG. 3.5 : Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'étude des solitons écrans-PV.

Le dispositif expérimental utilisé est représenté sur la Fig. 3.5. Le faisceau soliton provient d'un laser He-Ne, émettant un faisceau continu d'une puissance de 1 mW à la longueur d'onde de 633 nm. La puissance du faisceau est ajustée grâce à l'association d'une lame demi-onde et d'un polariseur. Ce dernier permet par ailleurs de choisir la polarisation du faisceau incident sur l'échantillon de  $\text{LiNbO}_3$  congruent de qualité photonique. Le faisceau est mis en forme par un jeu de lentilles pour obtenir un diamètre de faisceau focalisé sur la face d'entrée du cristal de  $16 \mu\text{m}$  (FWHM). La propagation dans le cristal s'effectue sur 7 mm, soit environ  $7 L_D$  (déf. 1.8). En fonction de l'objectif de microscope placé derrière l'échantillon, il est possible d'imager sur une caméra vidicon, soit la face d'entrée, soit celle de sortie. Une tension continue  $V = E_0/L$  ( $L = 1 \text{ mm}$  est l'épaisseur de l'échantillon) est appliquée, suivant  $\mathbf{c}$ , à l'aide d'électrodes déposées sur les faces du cristal et reliées à une alimentation haute tension. La polarisation du champ optique, d'intensité  $I = |A|^2$ , pourra quand à elle être soit extraordinaire, c'est-à-dire parallèle à l'axe  $\mathbf{c}$  ( $\mathbf{A} \equiv A \mathbf{x} \parallel \mathbf{c}$ ); soit ordinaire, c'est-à-dire perpendiculaire à l'axe  $\mathbf{c}$  ( $\mathbf{A} \equiv A \mathbf{y} \perp \mathbf{c}$ ). Nous nous intéressons tout particulièrement à la dynamique de formation des solitons, sans chercher à obtenir le régime établi. En conséquence, aucun éclairage de fond n'est utilisé dans nos expériences. Nous verrons que ces conditions expérimentales permettent de photo-induire des guides efficaces. Dans ce but, le faisceau provenant d'une diode laser CW émettant à 1550 nm, permet de tester les caractéristiques des guides d'ondes induits par le soliton à la longueur d'onde de 633 nm.

### 3.3.2 Formation d'un soliton brillant 2-D dans le $\text{LiNbO}_3$

#### 3.3.2.1 En polarisation extraordinaire



**FIG. 3.6 :** *Dynamique d'autofocalisation avec un faisceau polarisé extraordinairement. (a) Image de la distribution d'intensité sur la face d'entrée de l'échantillon. (b) à (j) Evolution du faisceau à la sortie du cristal avec  $E_0 = 40 \text{ kV/cm}$  et  $P = 400 \mu\text{W}$ .*

Les résultats expérimentaux, présentés sur la Fig. 3.6, montrent un cas typique de formation d'autofocalisation dans le  $\text{LiNbO}_3$ . Dans cette expérience, un faisceau rouge à 633 nm, d'une puissance de  $400 \mu\text{W}$  et polarisé suivant  $\mathbf{c}$  ( $\mathbf{A} \parallel \mathbf{c}$ ), est focalisé sur la face d'entrée de l'échantillon (Fig. 3.6(a)) donnant une tâche lumineuse de  $16 \mu\text{m}$  de diamètre. Ce faisceau diffracte en début d'expérience, c'est-à-dire avant l'application de  $E_0$ , en accord avec les 7 longueurs de diffraction théoriques de notre échan-

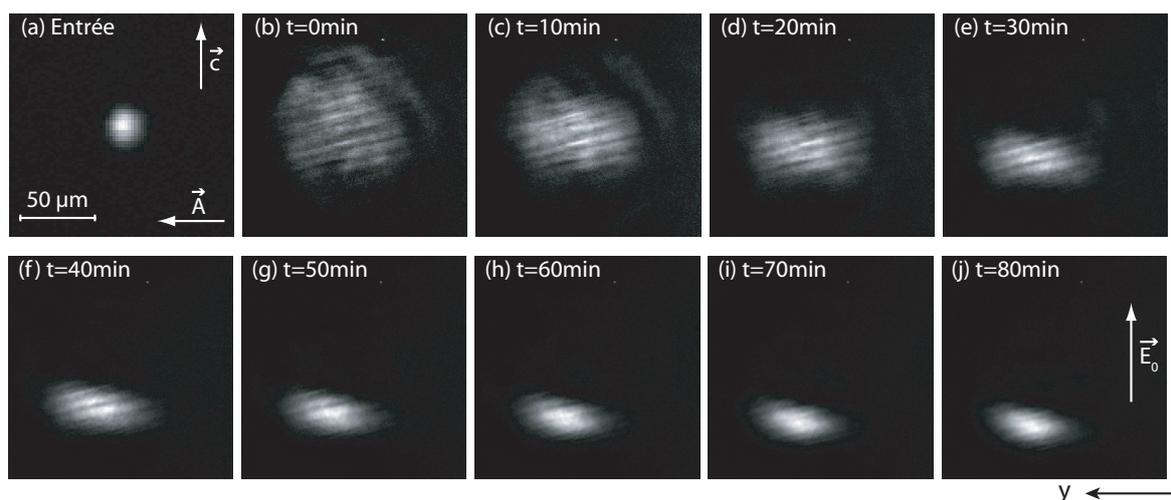
tillon. On observe alors un diamètre de  $100\ \mu\text{m}$  environ en sortie (Fig 3.6(b)).

Lorsqu'on applique un champ électrique de  $40\ \text{kV/cm}$ , le faisceau commence à focaliser. L'autofocalisation est d'abord plus marquée dans la direction  $x$  du champ appliqué. Puis après plusieurs minutes d'exposition, une focalisation dans les deux directions transverses apparaît nettement (Fig 3.6(f)). Par la suite, le faisceau en sortie d'échantillon devient circulaire et sa taille est proche de celle de l'entrée (Fig 3.6(j)). Notons qu'en fonction de l'amplitude de  $E_0$ , une légère ellipticité du faisceau de sortie peut subsister [217]. Lorsque la taille du faisceau autofocalisé est similaire à celle en entrée, la propagation du faisceau est de type soliton.

Dans les conditions expérimentales présentes ( $E_0 = 40\ \text{kV/cm}$  et absence d'éclairement de fond), le processus continue d'évoluer, mais cette fois beaucoup plus lentement que dans la phase initiale. Suivant  $x$ , la taille du faisceau diminue encore un peu, alors que selon  $y$  elle a tendance à s'élargir de nouveau. Son ellipticité est donc devenue plus forte. Après 72 min, le faisceau a une largeur minimale de  $14\ \mu\text{m}$  selon l'axe  $x$  et un diamètre de  $25\ \mu\text{m}$  selon  $y$ . Ainsi, pour obtenir un faisceau dont la propagation est la plus invariante possible, il est préférable, pour notre échantillon de niobate et dans ces conditions de puissance lumineuse et de tension électrique, de couper l'alimentation haute tension après environ 30 min d'exposition. Il convient également d'abaisser, en même temps, l'intensité du faisceau ce qui nous place dans des conditions où aucune variation n'est visible pour des temps d'observation de plusieurs heures.

### 3.3.2.2 En polarisation ordinaire

Une seconde expérience est réalisée dans les mêmes conditions que précédemment. Le seul paramètre que l'on a modifié est la polarisation du faisceau que l'on a tournée de  $90^\circ$ , le faisceau est maintenant polarisé ordinairement ( $\mathbf{A} \perp \mathbf{c}$ ). Dans ces conditions, la dynamique montrant l'autofocalisation progressive du faisceau est présentée sur la Fig. 3.7.



**FIG. 3.7 :** Dynamique d'autofocalisation d'un faisceau polarisé ordinairement. (a) Image de la distribution d'intensité sur la face d'entrée de l'échantillon. (b à j) Evolution du faisceau à la sortie du cristal avec  $E_0 = 40\ \text{kV/cm}$  et  $P = 400\ \mu\text{W}$ .

Comme précédemment, la focalisation démarre selon l'axe  $x$  (Fig. 3.7(c) à (f)), et apparaît par

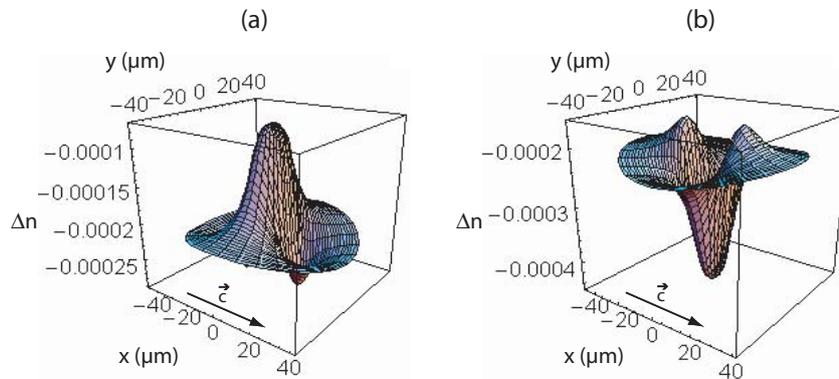
la suite dans la direction  $y$ . Nous constatons tout d'abord que pour cette configuration, la vitesse d'autofocalisation est plus lente. Par ailleurs, même en maintenant la tension continue appliquée suffisamment longtemps, le faisceau conserve un profil elliptique avec une largeur plus importante suivant  $y$  ( $\text{FWHM}_y = 30 \mu\text{m}$ ) que la taille de  $16 \mu\text{m}$  à l'entrée du cristal. Suivant  $x$ , l'autofocalisation est par contre très proche de celle obtenue avec une polarisation extraordinaire.

Une autre différence constatée est une inclinaison du faisceau focalisé et le décalage du centre du faisceau focalisé qui s'est déplacé par rapport au centre du faisceau diffracté (déplacement sur la gauche des images de la Fig. 3.7). Ce comportement reproductible a été observé pour chacune des expériences menées avec cette polarisation.

### 3.3.2.3 Interprétation des résultats

Nous constatons tout d'abord que notre modèle 1-D prédit qualitativement la dynamique de focalisation observée expérimentalement. En effet, nos expériences montrent une autofocalisation progressive jusqu'à l'obtention d'un confinement fort du faisceau, puis le processus se poursuit par un élargissement du faisceau. Ceci correspond bien aux prédictions lorsque  $r = I_{max}/I_d \gg 1$ . Rappelons que la valeur de  $I_d$  dans nos échantillons en l'absence d'éclairement est de l'ordre de quelques  $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ , alors que l'intensité maximale du faisceau  $I_{max}$  soliton est de  $140 \text{ W}/\text{cm}^2$ . Nous sommes donc en régime où  $r \gg 1$ . De plus qualitativement la taille obtenue lorsque le régime soliton est atteint est tout à fait comparable avec les prédictions. Nous exploiterons plus loin ces grandeurs.

Par contre, la différence de focalisation entre les deux dimensions transverses  $x$  et  $y$  du faisceau 2-D, observée dans les deux cas, que ce soit au niveau de la vitesse d'établissement ou de la taille finale obtenue ne peut s'expliquer que par un modèle théorique (2+1)D. Ces observations sur le caractère elliptique avait déjà été observées par Fazio *et al.* [217]. Les travaux théoriques 2-D de Zozulya *et al.* [81] montrent que la distribution d'indice induite par l'effet photoréfractif n'est pas la même suivant  $x$  et  $y$ . En particulier, on peut noter que le profil d'indice dans la direction  $x$  est plus profond que dans la direction perpendiculaire. En conséquence, on peut s'attendre à une autofocalisation plus efficace suivant  $x$ . Ceci est illustré, Fig. 3.8, par un exemple de profils d'indice typiques induits par des solitons (2+1)D dans un milieu PR [230]. Ces profils sont calculés à partir d'une expression analytique



**FIG. 3.8 :** Profils d'indice typiques induits par un soliton de  $15 \mu\text{m}$  (FWHM) dans un milieu PR. Ces profils sont calculés à partir d'une expression analytique du champ de charge d'espace valide dans le cas où  $r \sim 1$  [229]. (a) Effet focalisant. (b) Effet défocalisant. D'après [230].

simple qui reproduit néanmoins fidèlement le champ de charge PR sous champ appliqué en régime établi dans le cas où  $r \sim 1$  [229].

La dépendance du temps de focalisation en fonction de la polarisation choisie est la conséquence d'un effet électro-optique plus faible en polarisation ordinaire. En effet, si  $\mathbf{A} \parallel \mathbf{c}$ , la modification d'indice induite est donnée par l'éq. (3.3) ( $\Delta n = -\frac{1}{2}n_e^3 r_{33} E$ ), alors que si  $\mathbf{A} \perp \mathbf{c}$  elle est donnée par l'éq. (3.4) ( $\Delta n = -\frac{1}{2}n_o^3 r_{13} E$ ). Or, comme  $n_e^3 r_{33} \approx 3n_o^3 r_{13}$ , pour obtenir un piégeage équivalent pour les deux polarisations, il faudra générer un champ de charge d'espace utile 3 fois plus fort avec une polarisation ordinaire qu'avec l'autre polarisation. En d'autre terme, à champ appliqué  $E_0$  identique, il faut donc approximativement 3 fois plus de temps pour accumuler suffisamment de charges pour obtenir un profil d'indice identique à celui de la polarisation extraordinaire. Nous constatons, expérimentalement, que le temps nécessaire pour atteindre une focalisation forte avec  $\mathbf{A} \perp \mathbf{c}$  est moins de 3 fois plus long qu'avec  $\mathbf{A} \parallel \mathbf{c}$ . Une première raison de cet écart constaté vient sans doute du fait que l'amplitude champ de charge d'espace en polarisation ordinaire sature et ne donne pas au final une variation d'indice aussi forte qu'en polarisation extraordinaire. Donc, le champ de charge d'espace plus fort n'arrive pas à compenser totalement la faiblesse du coefficient  $r_{13}$ .

Par ailleurs, la comparaison des courbes théoriques tracées sur la Fig. 3.4 et de nos résultats expérimentaux nous permet d'extraire des paramètres concernant l'effet PV. La taille minimale obtenue expérimentalement pour les 2 polarisations selon  $x$  ( $(FWHM_x)_e = 14 \mu\text{m}$  et  $(FWHM_x)_o = 15 \mu\text{m}$ ) nous permet d'estimer la valeur de  $E_{pv}$  pour chacune des polarisations :  $(E_{pv})_e = -34 \pm 1 \text{ kV/cm}$  et  $(E_{pv})_o = -25 \pm 2 \text{ kV/cm}$ . En passant d'une polarisation dirigée selon  $x$  à une polarisation suivant  $y$ , le courant photovoltaïque  $J_x$  dans la direction de  $\mathbf{c}$  est dans le premier cas proportionnel à  $\beta_{33}$  et dans le second cas proportionnel à  $\beta_{31}$  (§ 3.1.1.6),  $\beta$  étant le seul élément dépendant de la polarisation lumineuse dans l'expression de  $J_x$ . Nos expériences constituent donc une technique de détermination de l'effet PV. Ainsi, nous pouvons déduire un rapport entre ces deux coefficients PV  $\beta_{33}/\beta_{31} = 1,36$  en accord avec les valeurs publiées dans la littérature [180, 160, 231]. Ainsi, en polarisation ordinaire l'effet electro-optique plus faible devrait déboucher sur une amplitude de la modification d'indice induite plus faible, mais cela est compensé partiellement par une augmentation de l'amplitude du champ de charge d'espace utile à l'autofocalisation qui est proportionnel à  $|E_0| - |E_{pv}|$ , l'amplitude de  $E_{pv}$  étant ici plus faible. D'où l'obtention au final de tailles de faisceaux focalisées très comparables, selon  $x$ , pour les deux polarisations, et une dynamique plus rapide avec la polarisation extraordinaire.

Par contre, pour la polarisation ordinaire, l'autofocalisation suivant  $y$  est moins efficace que pour la polarisation extraordinaire. Une autre différence observée entre les deux expériences est l'inclinaison du faisceau qui survient en polarisation ordinaire. Ces différences traduisent sans doute une manifestation de la composante du courant photovoltaïque  $J_y$  proportionnelle à la composante  $\beta_{22}$  du tenseur photovoltaïque qui, bien que faible, existe pour un faisceau  $\mathbf{A} \perp \mathbf{c}$  (c.f. § 3.1.1.6). Avec la polarisation ordinaire, il existe donc une composante du courant PV selon  $y$  qui est à l'origine d'un champ de charge d'espace différent, ce qui se traduit par une moins bonne autofocalisation suivant  $y$ .

La vitesse d'autofocalisation dans un milieu PR, pouvant être accélérée en augmentant l'intensité lumineuse et/ou le champ appliqué, il est possible de contrôler le temps de formation des solitons. Par ailleurs en augmentant le champ appliqué, on aurait pu espérer un confinement plus efficace du faisceau ordinaire. Cependant comme nous le verrons dans la dernière partie de ce chapitre (§ 3.4), dans les expériences de propagation de solitons brillants 2-D dans le LiNbO<sub>3</sub>, un fort champ appliqué est à l'origine d'un décalage fort du faisceau conduisant à une propagation courbe.

### 3.3.3 Tests des guides induits

L'autofocalisation ayant été mise en évidence, nous cherchons maintenant à caractériser les guides générés lors de l'autofocalisation de ces faisceaux. Il faut savoir que le champ de charge d'espace créé lors de l'écriture du soliton, dans les deux configurations de polarisations testées, reste mémorisé dans le matériau après coupure du faisceau et du champ appliqué. Lors de l'injection du faisceau sonde, le profil d'indice propice au guidage du faisceau est toujours présent. Le dispositif expérimental permettant de tester ces guides est similaire à celui servant à la formation des solitons (Fig. 3.5). La tension appliquée n'est cependant plus nécessaire et la puissance lumineuse du faisceau, à la longueur d'onde d'écriture, est abaissée à quelques microwatts dans le but d'éviter l'effacement du guide. Les capacités des structures d'indice pour guider des longueurs d'onde télécoms sont également analysées à l'aide d'une diode infrarouge.

#### 3.3.3.1 Guides induits en polarisation extraordinaire

Nous présentons tout d'abord, sur la Fig. 3.9, les tests de guidage obtenus avec le soliton réalisé en polarisation extraordinaire. Dans cette figure, la première ligne expose les tests à 633 nm : la première image est celle du faisceau focalisé à l'entrée de l'échantillon, la seconde correspond au même faisceau en sortie du cristal en régime de diffraction (propagation à l'extérieur du guide), la dernière est l'image en sortie de cristal d'un faisceau injecté dans le guide précédemment inscrit avec la procédure décrite au paragraphe 3.3.2.1. La polarisation n'a pas été modifiée par rapport à celle utilisée lors de l'écriture ( $\mathbf{A} \parallel \mathbf{c}$ ). L'image du faisceau rouge guidée est bien similaire à celle du soliton malgré l'absence du champ appliqué, c'est-à-dire que le guide inscrit est elliptique ( $\text{FWHM}_x = 12 \mu\text{m}$  et  $\text{FWHM}_y = 24,5 \mu\text{m}$ ) avec des largeurs très comparables à ce que l'on avait à la fin de l'expérience d'écriture. Même si nous n'avons pas réalisé un guide circulaire à cause du processus d'écriture non optimisé, le faisceau est très bien guidé et aucune lumière parasite non guidée n'est visible sur l'image.

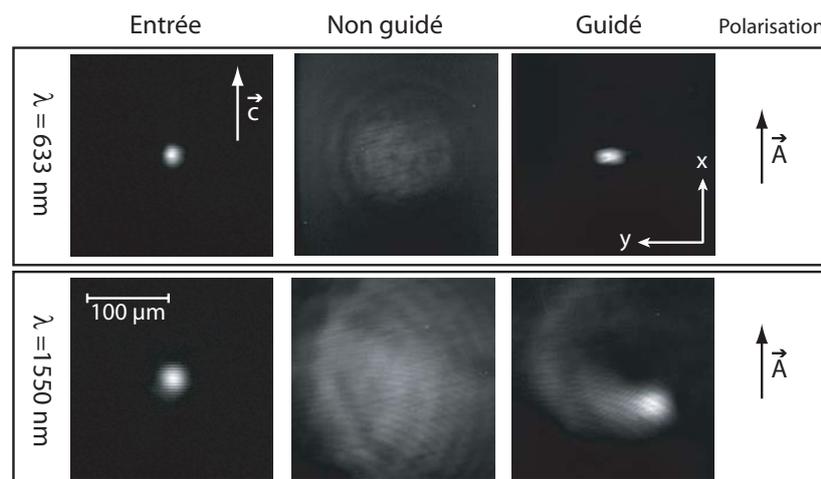


FIG. 3.9 : Tests du guide induit en polarisation extraordinaire avec  $\lambda = 633 \text{ nm}$ , puis avec  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ .

La deuxième ligne de la Fig. 3.9 présente les résultats obtenus pour un faisceau test infrarouge à 1550 nm. Le faisceau focalisé sur l'entrée de l'échantillon a un diamètre de  $24 \mu\text{m}$ , et la longueur de

propagation correspond à  $8 L_D$ . Lorsque l'on injecte le faisceau dans le guide, le piégeage du faisceau est également obtenu, mais il est loin d'être parfait puisque l'on constate qu'une partie de la lumière n'est pas confinée.

### 3.3.3.2 Guides induits en polarisation ordinaire

On teste maintenant le guide réalisé à l'aide d'un faisceau d'écriture ordinaire (Fig. 3.10). A la longueur d'onde et à la polarisation d'écriture, mais à une puissance moindre, après optimisation de la position d'injection, le faisceau est étonnamment bien focalisé ( $FWHM_x = 14 \mu\text{m}$  et  $FWHM_y = 21,5 \mu\text{m}$ ). Nous pouvons même noter que le résultat présenté ici relève un meilleur guidage que pour l'image 3.7(j), avec une ellipticité moins prononcée que dans le cas d'un guide inscrit avec une polarisation extraordinaire.

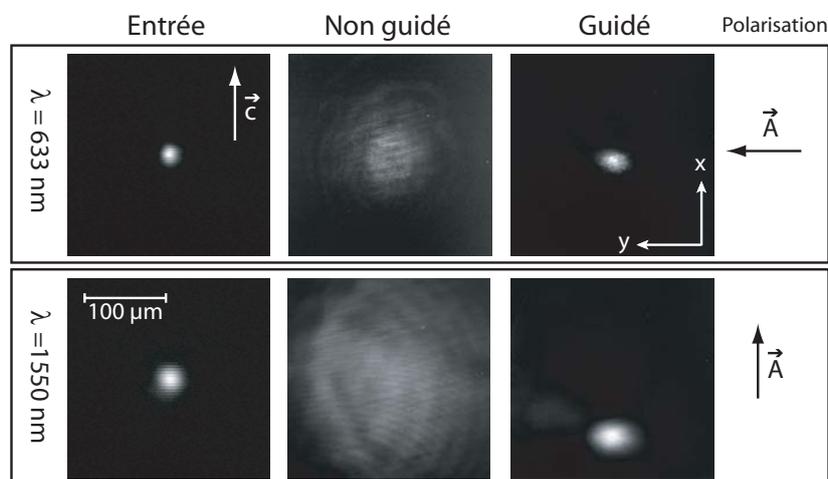


FIG. 3.10 : Tests du guide induit en polarisation ordinaire avec  $\lambda = 633 \text{ nm}$ , puis avec  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ .

Nous nous intéressons ensuite au guidage d'un faisceau infrarouge à 1550 nm, dans ce même guide, pour une polarisation extraordinaire. On constate que le confinement est très bon et que peu de lumière s'échappe du guide. La taille du faisceau guidé, après une propagation de 7 mm dans le LiNbO<sub>3</sub>, est toutefois un peu plus large qu'en entrée :  $FWHM_x = 26,5 \mu\text{m}$  et  $FWHM_y = 38,5 \mu\text{m}$ , en accord avec la longueur d'onde guidée. Ce résultat est encourageant, puisqu'il démontre la possibilité d'écrire le guide dans le visible puis d'injecter un faisceau IR qui ne l'efface pas car l'effet PR est insensible à cette longueur d'onde. On peut, par conséquent, injecter un faisceau puissant, par exemple un signal télécom de puissance typique de 1 mW sans altérer les propriétés guidantes des structures photo-induites.

### 3.3.3.3 Sensibilité à la polarisation des guides

Étant donné que nous avons observé une très grande différence d'efficacité de guidage pour le faisceau IR en fonction de la polarisation utilisée lors de l'inscription du guide, il nous a semblé important de réaliser des expériences supplémentaires, qui consistent à tester l'influence de la polarisation du faisceau sonde IR. Les résultats obtenus sont présentés sur la Fig. 3.11. Les images de la

première ligne correspondent au test de guidage du faisceau pour un guide réalisé en polarisation extraordinaire et sur la seconde ligne le cas d'un guide réalisé en polarisation ordinaire est présenté.

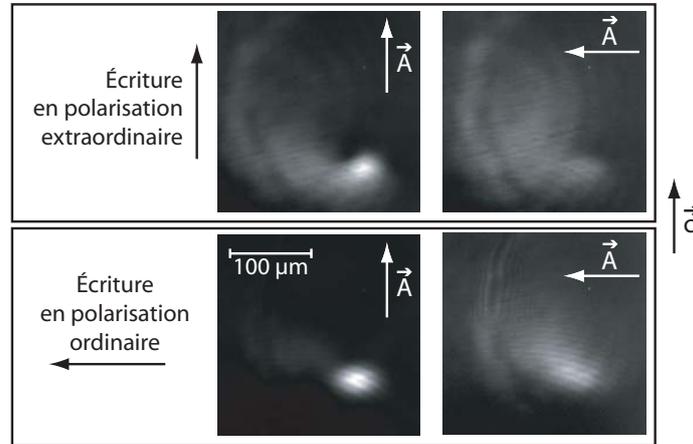


FIG. 3.11 : Test des guides avec différentes polarisations pour  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ .

On constate que quelque soit la polarisation du faisceau d'écriture, le faisceau IR est mieux guidé s'il a une polarisation extraordinaire. Et finalement, la configuration correspondant à une photo-induction du guide en polarisation ordinaire suivie d'un test de guidage en polarisation extraordinaire permet le meilleur guidage du faisceau. L'influence de la polarisation sur le guidage de faisceaux sondes a été confirmée par une autre série d'expériences réalisées lors du stage de Master 1 de J. Saifioui [232]. Ces tests de guidage, représentés sur la Fig. 3.12, ont été réalisés à l'aide d'un faisceau d'écriture à 532 nm. Les guides induits ont été testés à la longueur d'onde d'écriture pour les 2 polarisations, puis avec un faisceau IR à 1064 nm de polarisation extraordinaire. Ces résultats montrent bien qu'une autofocalisation réalisée en polarisation ordinaire permet un meilleur guidage du faisceau IR, et que d'une manière générale, un faisceau sonde polarisé parallèlement à  $\mathbf{c}$  se propage avec

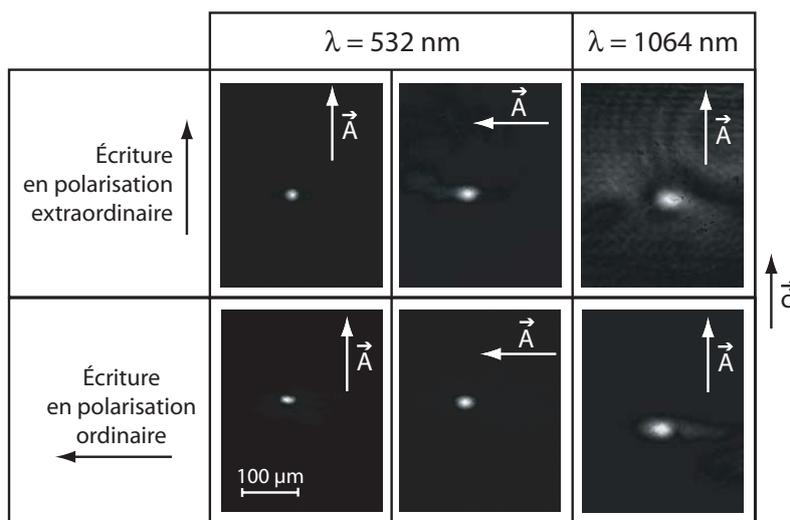
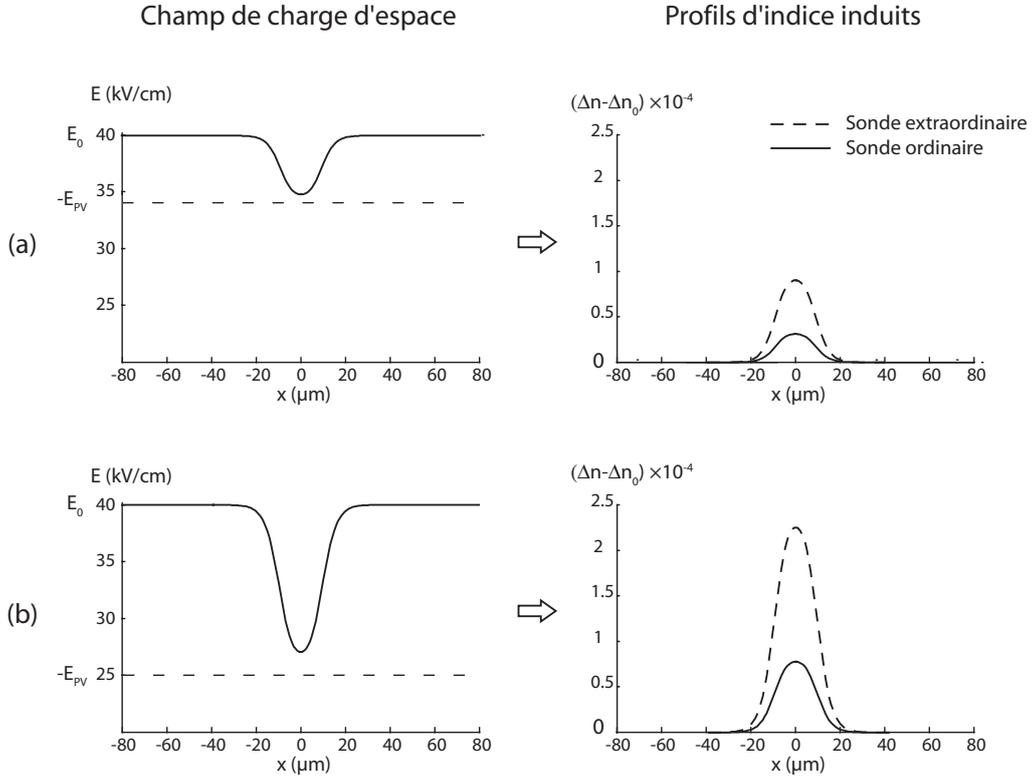


FIG. 3.12 : Test des guides réalisés (avec  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) dans les deux configurations de polarisation avec un faisceau à la longueur d'onde d'écriture (pour les polarisations ordinaire et extraordinaire) et à la longueur d'onde de 1064 nm (polarisation extraordinaire).

un meilleur confinement. Des expériences complémentaires ont permis de mettre en évidence qu'un guide induit avec une polarisation ordinaire autorise la propagation d'au moins deux modes en polarisation extraordinaire à la longueur d'onde de 532 nm.



**FIG. 3.13 :** Champs de charge d'espace théoriques créés par un soliton écran-PV quasi-établi et profils d'indice induits par effet électro-optique pour les deux polarisations du faisceau sonde. Distribution de charge créée (a) par un soliton de polarisation extraordinaire et (b) par un soliton de polarisation ordinaire. Calculs issus de la résolution de l'éq. (3.31) pour  $\lambda = 633 \text{ nm}$ . Les variations d'indice sont décalées de  $\Delta n_0 = -1/2n_0^3 r_{eff} E_0$  afin de faciliter la comparaison de l'amplitude de la modulation d'indice vue par les deux composantes de polarisation.

Tous ces résultats expérimentaux sont confirmés par les profils théoriques de la Fig. 3.13 qui représente le champ de charge d'espace créé par un soliton écran-PV et la distribution d'indice correspondante pour les deux polarisations du faisceau sonde. Ainsi, dans le  $\text{LiNbO}_3$ , un faisceau d'écriture polarisé parallèlement à  $\mathbf{c}$ , permet un guidage efficace d'un faisceau sonde à la longueur d'onde et à la polarisation d'écriture. Cependant, en raison du plus faible coefficient  $r_{13}$ , le guidage d'un faisceau ordinaire sera moins efficace (Fig. 3.13(a)). Dans le cas d'une autofocalisation réalisée par un faisceau en polarisation ordinaire, le plus faible effet PV permet d'exploiter un champ de charge d'espace plus fort (Fig. 3.13(b)), ce qui permet d'atteindre la même variation d'indice ( $\sim 10^{-4}$ ) qu'en polarisation extraordinaire malgré un effet électro-optique plus faible. Un mode guidé de  $15 \mu\text{m}$  de large est obtenu dans les deux configurations. Dans la configuration en polarisation ordinaire, l'injection d'un faisceau sonde de polarisation extraordinaire voit alors une variation d'indice maximale ( $> 2 \cdot 10^{-4}$ ) qui peut conduire à la création d'un guide multimode pour les courtes longueurs d'onde. Cette configuration est monomode pour un faisceau à la longueur d'onde des télécommunications.

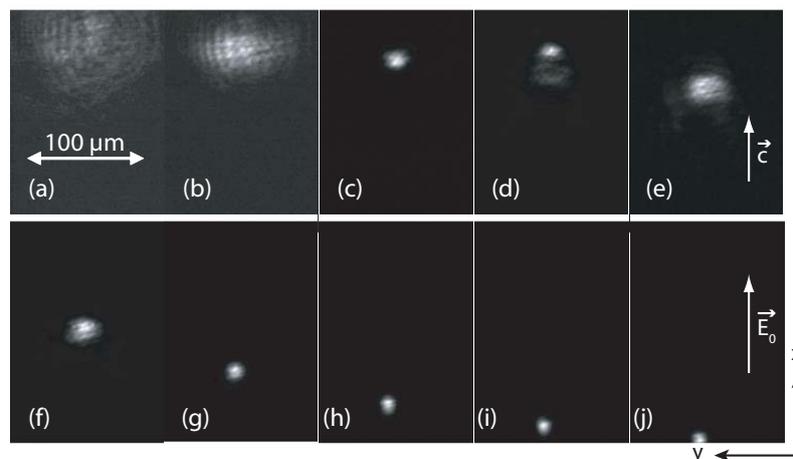
### 3.4 Trajectoires complexes induites par les solitons écrans-PV

La dernière partie de ce chapitre rapporte tout d'abord une caractéristique étrange de ces solitons (2+1)D écrans-PV : une très large « auto-déviaton » du faisceau survient sous fort champ appliqué, conduisant au final à la création d'un guide courbe. Cette observation expérimentale, accompagnée d'une modélisation numérique adaptée, sera détaillée. Par ailleurs, nous présentons également deux études qui montrent que le soliton PR peut supporter des réflexions totales multiples sans perdre son caractère invariant transverse.

#### 3.4.1 Un soliton « flexible »

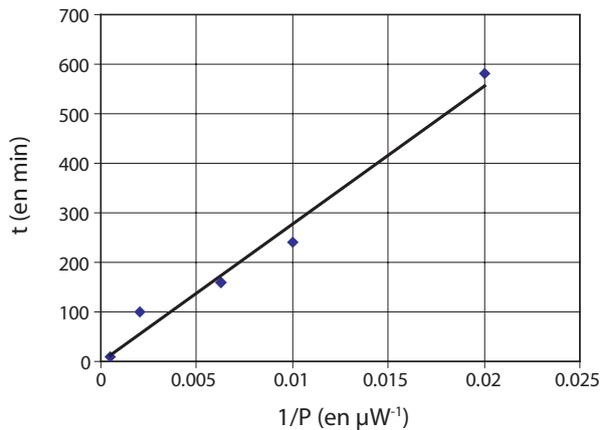
##### 3.4.1.1 Mise en évidence expérimentale du soliton à trajectoire courbe

Dans les expériences présentées jusqu'ici, des champs appliqués d'amplitude inférieure ou égale à 40 kV/cm ont été utilisés ce qui permettait d'atteindre un régime soliton pour des faisceaux de 15  $\mu\text{m}$  de diamètre. Cependant, les expériences réalisées en maintenant le champ appliqué pendant plusieurs heures après que l'autofocalisation minimale ait été atteinte ont mis en évidence un déplacement important du soliton en sortie du cristal. Un résultat typique, obtenu avec un champ appliqué de 50 kV/cm est présenté sur la Fig. 3.14 pour un faisceau initial d'une largeur de 10  $\mu\text{m}$  [233] polarisé extraordinairement.



**FIG. 3.14 :** Evolution du faisceau en sortie de cristal avec  $E_0 = 50 \text{ kV/cm}$  et  $P = 100 \mu\text{W}$ . Les images de (a) à (j) sont prises aux temps respectifs  $t = 0 ; 0,5 ; 2,1 ; 4 ; 4,6 ; 6,3 ; 9,6 ; 13 ; 16,3$  et  $19,5$  heures.

Dans un premier temps, le régime soliton est atteint (Fig. 3.14(c)), puis le faisceau recommence soudain à diffracter (Fig. 3.14(d)). Cette défocalisation pourrait correspondre à l'évolution du soliton quasi-établi vers le soliton établi, mais il n'en n'est rien car elle est accompagnée d'un déplacement du faisceau parallèlement à  $\mathbf{c}$ , d'abord dans le même sens (Fig. 3.14(d)), puis dans un second temps dans le sens opposé (Fig. 3.14(e)). Ce déplacement dans la direction opposée à  $\mathbf{c}$  se poursuit tandis que le faisceau focalise à nouveau jusqu'à retrouver une taille minimale. Un régime stable est finalement atteint donnant un faisceau bien focalisé, mais dont le centre s'est déplacé d'une distance maximale  $\Delta D_m \approx 200 \mu\text{m}$  par rapport à la position initiale du faisceau diffracté. Nous constatons que



**FIG. 3.15 :** Temps d'apparition de la mise en mouvement du faisceau en fonction de  $1/P$  pour  $E_0 = 50 \text{ kV/cm}$ . Les points expérimentaux sont représentés par des carrés et la droite correspond à la courbe de régression.

le déplacement est très lent puisqu'il faut environ 20 heures pour atteindre la position stable. L'amplitude du déplacement a tendance à augmenter lorsque le champ appliqué augmente. Ainsi,  $\Delta D_m$  est proche de  $300 \mu\text{m}$  pour un champ de  $60 \text{ kV/cm}$ , alors qu'il n'est que de  $100 \mu\text{m}$  pour  $40 \text{ kV/cm}$ .

Par ailleurs, nous avons constaté expérimentalement que le décalage démarre d'autant plus rapidement que la puissance du faisceau soliton est forte. Ainsi, nous avons fait varier la puissance du faisceau de  $50 \mu\text{W}$  à  $1 \mu\text{W}$ , en relevant à chaque puissance le temps nécessaire avant que le déplacement du faisceau débute. Les résultats sont présentés sur la Fig. 3.15. La courbe indique le temps nécessaire à la mise en mouvement du faisceau en fonction de l'inverse de la puissance lumineuse. Comme bien souvent avec un effet PR [70], la courbe de régression est linéaire ce qui confirme que le décalage démarre lorsque le champ de charge d'espace atteint une valeur donnée. Le temps nécessaire pour induire cette amplitude de champ est d'autant plus court que l'intensité est forte car ce temps de formation est fixé par la durée nécessaire pour photo-ioniser la quantité de charges qui va donner le champ de charge d'espace. Dans notre échantillon, le seuil d'apparition de cet effet est proche de  $E_0 = 40 \text{ kV/cm}$ , et est notamment lié, comme nous le verrons, par la suite, à la quantité de charges  $N_A$  disponible dans le cristal.

### 3.4.1.2 Modélisation de la courbure du soliton

Dans un matériau photoréfractif, le phénomène d'auto-déviation (« self-bending ») d'un faisceau a déjà été reporté. Il a été attribué à la diffusion des charges libres qui donnent naissance à une composante du champ PR non-symétrique [226]. Cependant, cette déviation n'atteint que  $10$  à  $20 \mu\text{m}$  pour une longueur de propagation de l'ordre du centimètre, pour les expériences typiquement reportées. La large déviation observée ici (plusieurs centaines de microns) ne peut pas s'expliquer à l'aide de la diffusion. Un tel déplacement n'a par ailleurs jamais été rapporté, que ce soit dans d'autres matériaux comme le SBN, ou lors de la réalisation de solitons PV noirs dans le  $\text{LiNbO}_3$ . La question qui se pose alors est la suivante : qu'est-ce qui différencie notre expérience des autres réalisées par autofocalisation PR ?

Une des originalités de notre expérience est de réaliser un soliton brillant dans un matériau siège d'un effet PV défocalisant. Dans notre cas, un effet PV faible est préférable. Dans ce but, nous avons

utilisé des cristaux congruents, non dopés, car un dopage a tendance à augmenter l'amplitude du champ PV (§ 3.1.1.7). D'une manière générale, plus la concentration des accepteurs  $N_A$  est élevée, plus l'effet PV sera important, puisque le champ caractéristique de l'effet PV est proportionnel à  $N_A$  (c.f. éq. 3.19). La concentration d'accepteurs a tendance à augmenter si des dopants sont incorporés. Mais le matériau utilisé ici est de qualité photonique, sa croissance a donc été effectuée de façon à obtenir un matériau le plus pur possible. Bien sûr des impuretés, lacunes et autres défauts, sont toujours présentes dans le cristal, ce qui permet à l'effet PR d'être présent, mais on peut s'attendre à ce que la densité d'accepteurs soit moindre que dans un matériau dopé [234].

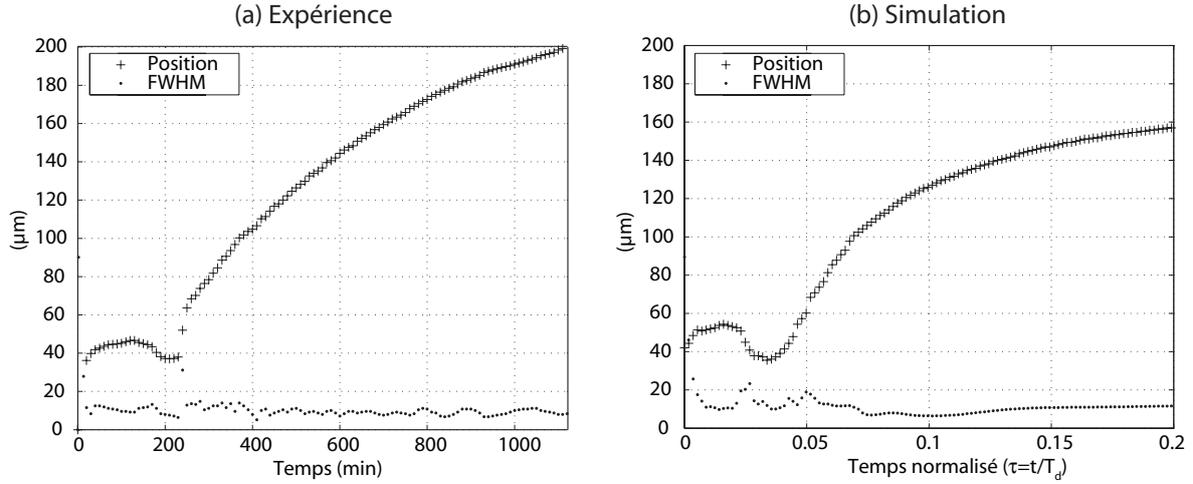
Lors de notre présentation théorique des solitons écrans-PV, dans les équations (3.13) et (3.14), nous avons négligé le terme sans dimension  $(\epsilon/eN_A)(\partial E/\partial x)$  devant 1. Ce terme est d'autant plus négligeable que  $N_A$  est important et que  $(\partial E/\partial x)$  faible. Cette hypothèse est donc justifiée pour des faisceaux larges et/ou une concentration  $N_A$  forte, ce qui n'est pas le cas dans nos expériences. À la suite des expériences mettant en évidence la grande déviation du faisceau, il nous a semblé important de prendre en compte l'influence de ce terme dans nos modélisations pour expliquer le phénomène d'« auto-déviation » [233]. Ainsi, on ne néglige plus les variations spatiales de la concentration des charges, et les éq. (3.13) et (3.14) sont insérées dans l'éq. (3.12). On obtient alors, après une intégration et en négligeant la dérivée d'ordre 2 de  $E$  par rapport à  $x$ , une nouvelle équation différentielle pour  $E$ , qui remplace l'éq. (3.17) :

$$-\epsilon \frac{\partial E}{\partial t} = \left[ N_D - N_A \left( 1 + B \frac{\partial E}{\partial x} \right) \right] \left[ e\mu A(I + I_d) \left( 1 + B \frac{\partial E}{\partial x} \right)^{-1} E + \mu k_B T A \left( 1 + B \frac{\partial E}{\partial x} \right)^{-1} \frac{\partial I}{\partial x} + \beta_{pv} I \right] + Cte_4 \quad (3.32)$$

avec  $A = s/\gamma N_A$  et  $B = \epsilon/eN_A$ . Les conditions aux limites pour un soliton brillant (absence de lumière et un champ constant  $E_0$  loin du centre), donnent  $Cte_4 = -E_0/T_d$ . À la différence de l'éq. (3.21), cette nouvelle équation ne peut pas être résolue analytiquement. Il n'est donc plus possible d'obtenir une forme analytique pour le champ de charge d'espace  $E$ , que l'on injecterait dans l'équation de propagation (éq. 3.26). Une résolution numérique de l'éq. (3.32) est donc effectuée par une méthode itérative pour obtenir l'évolution de la distribution du champ de charge d'espace et ainsi la variation d'indice photo-induite. Parallèlement, la propagation de l'onde optique dans ce milieu PR est également calculée numériquement. Pour cela, nous avons repris et adapté le programme de BPM utilisé lors de l'étude des solitons Kerr dans l'AlGaAs.

La Fig. 3.16 compare une de nos expériences réalisée pour  $E_0 = 50$  kV/cm avec les résultats numériques obtenus (paramètres de la simulation :  $E_0 = 50$  kV/cm,  $E_{pv} = -15$  kV/cm,  $r = 100$  et  $N_A = 3 \cdot 10^{15}$  cm<sup>-3</sup>). Cette figure présente l'évolution expérimentale et théorique de la largeur du faisceau (points) et de la position du maximum d'intensité (croix). La Fig. 3.16 met en évidence les différentes étapes décrites au paragraphe précédent : le faisceau commence par s'autofocaliser jusqu'à atteindre une largeur de faisceau et une position de sortie stable, puis survient une défocalisation transitoire ( $t = 240$  min) suivie d'une mise en mouvement du faisceau. On constate un très bon accord qualitatif expériences/simulations, le phénomène d'« auto-déviation » étant bien présent ainsi que la défocalisation transitoire. Quantitativement, l'accord n'est pas parfait. Dans la simulation, la courbe donnant la position au cours du temps s'infléchit pour  $\tau > 0,007$  et la vitesse de déplacement est ralentie. La déviation maximale obtenue en simulation pour un temps suffisamment long (Fig. 3.19(a)) est donc plus faible :  $\Delta D_m \sim 140$   $\mu$ m alors qu'elle est supérieure à 150  $\mu$ m expérimentalement. L'influence des différents paramètres sera discutée un peu plus loin.

Afin de faciliter l'interprétation, les résultats de cette simulation sont repris sur les Fig. 3.17 et Fig. 3.18(a). La Fig. 3.17 montre la répartition de l'intensité lumineuse  $I$  ainsi que celle du champ de

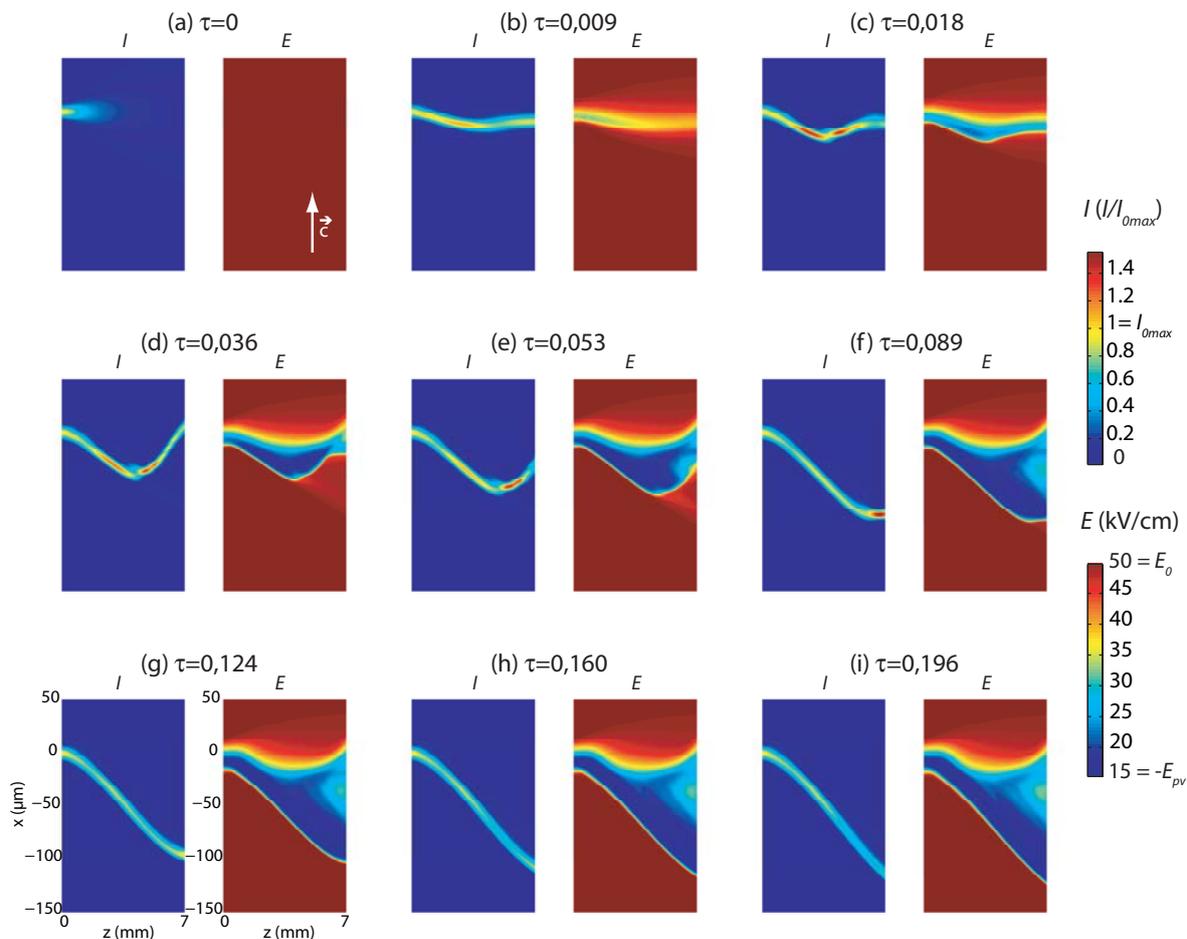


**FIG. 3.16 :** Évolution de la largeur du faisceau (points) et de la position du maximum d'intensité (croix). (a) Résultats de l'expérience avec  $E_0 = 50$  kV/cm et  $P = 100$  μW. (b) Résultats des simulations ( $E_0 = 50$  kV/cm,  $E_{pv} = -15$  kV/cm,  $r = 100$  et  $N_A = 3 \cdot 10^{15}$  cm<sup>-3</sup>).

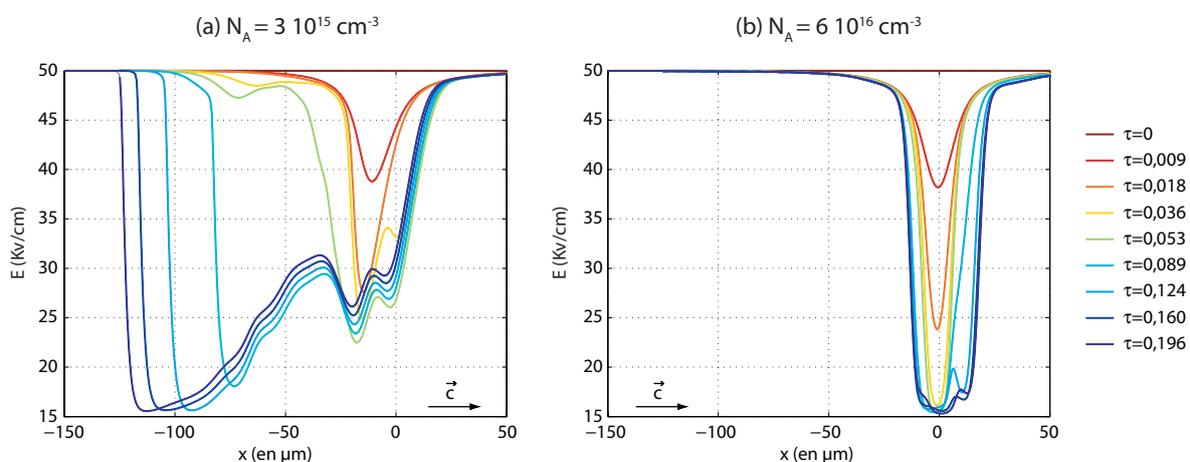
charge d'espace  $E$  (proportionnel à  $\Delta n$ ) en fonction de la propagation en  $z$  et pour différents instants  $\tau$ . Les profils du champ  $E$  à la sortie du cristal, correspondant à ces différents instants, sont tracés sur la courbe Fig. 3.18(a). Il est important de noter que le nouveau modèle prend en compte l'effet « mémoire » du matériau. Cela explique que des variations d'indice subsistent là où la lumière est absente.

La Fig. 3.16 met en évidence différents régimes temporels différents : pour  $0 < \tau < 0,01$  le faisceau autofocalise, puis sa taille ainsi que sa position de sortie sont stables ( $0,01 < \tau < 0,025$ ), ensuite une brusque défocalisation est accompagnée d'un déplacement dans le sens opposé au champ appliqué et enfin pour  $\tau > 0,035$  le sens de déplacement s'inverse tandis que la taille diminue à nouveau puis se stabilise. Les Fig. 3.17 et Fig. 3.18(a) apportent une autre vision des choses, et montrent une évolution continue des phénomènes dans le temps. En effet, pour  $0,01 < \tau < 0,04$  on constate bien qu'il y a relativement peu d'évolutions du faisceau en sortie tandis que le champ  $E$  se creuse de façon dissymétrique (Fig. 3.18(a)). Pour autant, la propagation du faisceau n'est ni rectiligne, ni constante dans cette plage de temps comme le montre les Fig.3.17(b),(c) et (d). En tout début de propagation, le faisceau est d'abord dévié dans le sens opposé au champ appliqué, car il suit la courbure du guide. Puis plus loin, la modification d'indice induite par  $E$  entraîne une réflexion totale ce qui réfléchit le faisceau vers le « haut ». Il sort ainsi du cristal en étant pratiquement non décalé par rapport à la position d'entrée. Ensuite, lorsque  $\tau$  augmente, le guide généré devient plus large et très asymétrique (Fig. 3.18(a)), et cette réflexion survient de plus en plus tard au cours de la propagation, ce qui se traduit par le déplacement du faisceau dans le sens opposé à  $\mathbf{c}$ . La réflexion finit même par ne plus se produire, on atteint alors la déviation maximale  $\Delta D_m$  (Fig.3.17(h)).

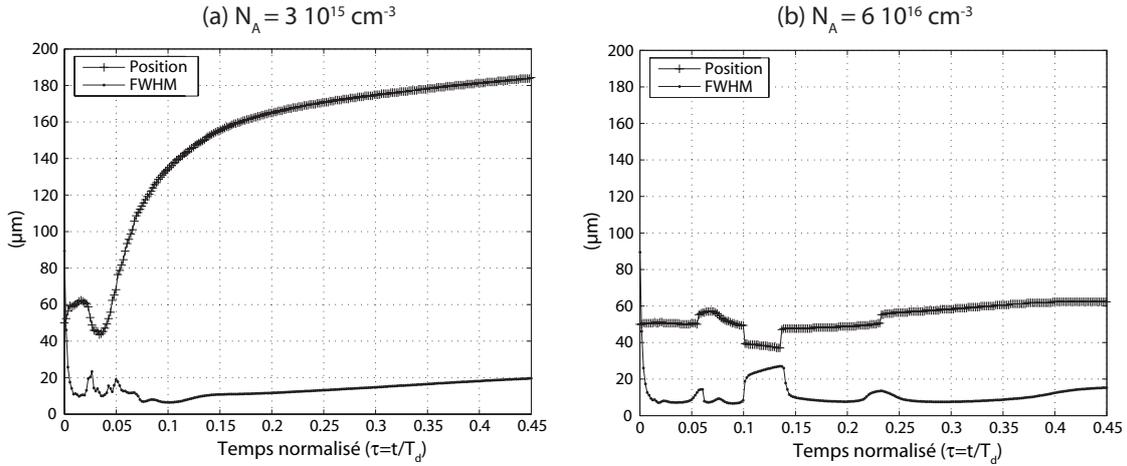
En changeant les paramètres, les simulations montrent bien une dépendance de  $\Delta D_m$  avec le champ appliqué et/ou avec le champ PV, mais moins marquée qu'expérimentalement : on obtient  $\Delta D_m \approx 80$  μm pour  $E_0 = 40$  kV/cm et  $\Delta D_m \approx 170$  μm pour  $E_0 = 60$  kV/cm (tous les autres paramètres étant identiques à ceux utilisés pour la Fig. 3.17). Une étude en fonction de  $E_{pv}$  montre qu'avec  $E_0 = 40$  kV/cm, si  $E_{pv} = -35$  kV/cm (valeur estimée dans la partie précédente à partir du modèle théorique négligeant l'effet de la diffusion et les variations spatiales de la concentration des charges) un faisceau de taille similaire aux expériences n'arrive pas à autofocaliser suffisamment.



**FIG. 3.17 :** Visualisation, à différents instants, de la propagation de l'intensité lumineuse  $I$  ainsi que la répartition du champ de charge d'espace  $E$  correspondant. Les résultats de cette simulation sont ceux qui ont été utilisés pour tracer la Fig. 3.16(b).



**FIG. 3.18 :** Evolution de la distribution du champ de charge  $E$  en sortie du cristal pour  $N_A = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  et (b) pour  $N_A = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Tous les autres paramètres sont identiques à ceux de la Fig. 3.16(b).



**FIG. 3.19 :** Évolution de la taille du faisceau (points) et de la position du maximum d'intensité (croix) pour (a)  $N_A = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  et (b) pour  $N_A = 6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Tous les autres paramètres sont identiques à ceux de la Fig. 3.16(b).

Pour  $E_{pv} = -25 \text{ kV/cm}$ , on peut obtenir le confinement souhaité. Il semblerait donc que la valeur de  $E_{pv}$  estimée au paragraphe précédent soit surestimée<sup>8</sup> et que les termes supplémentaires pris en compte dans l'éq. (3.32) aient également une influence sur la taille du faisceau en sortie. D'une manière générale, on peut estimer que ce modèle numérique plus fin que le modèle analytique correspond à une modélisation plus réaliste. Ces simulations montrent également que la mise en mouvement survient d'autant plus tôt que  $r$  est grand, ce qui est en accord avec les résultats de la Fig. 3.15.

Les résultats théoriques ainsi obtenus prouvent clairement que  $N_A$  est bien le paramètre clé à l'origine de la large dissymétrie de  $E$  qui se traduit par un décalage important du faisceau pour des faibles valeurs de  $N_A$  (Fig. 3.18(a)). Pour une concentration  $N_A$  plus élevée, on retrouve un profil proche de celui obtenu par le modèle semi-analytique (Fig. 3.1(b)) comme en témoigne la Fig. 3.18(b), mis à part la légère dissymétrie observée ici, car l'effet de la diffusion est maintenant pris en compte. La conclusion de cette étude théorique est illustrée par la Fig. 3.19 : c'est bien une faible concentration  $N_A$  qui est à l'origine de la large dissymétrie de  $E$ , et donc de la large « auto-déviation » du faisceau observée expérimentalement.

### 3.4.2 Réflexions totales de solitons

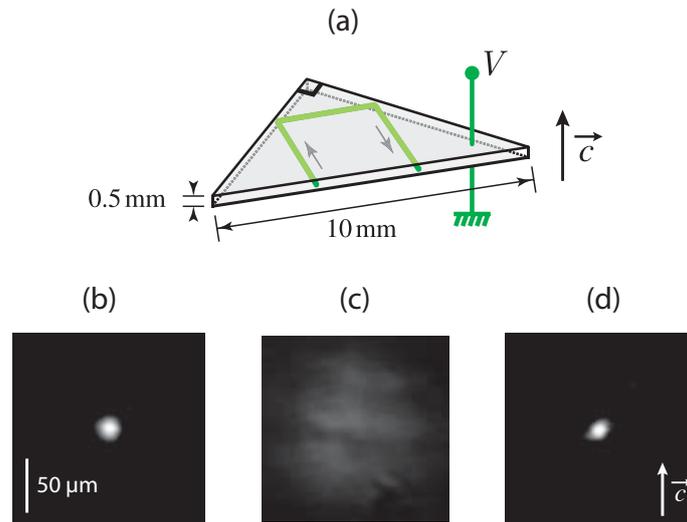
Des expériences complémentaires ont été réalisées afin de vérifier la stabilité du soliton après réflexion totale sur une interface.

#### 3.4.2.1 Double réflexion du soliton lors de sa propagation dans un prisme de $\text{LiNbO}_3$

Une première expérience a été réalisée dans le cadre d'une collaboration avec l'Université Libre de Bruxelles. Elle consiste à utiliser un cristal de  $\text{LiNbO}_3$  taillé en forme de prisme dont les arêtes sont parallèles à l'axe  $\mathbf{c}$  du matériau et l'angle au sommet est de  $90^\circ$  (Fig. 3.20(a)). Un faisceau à 532 nm, polarisé linéairement suivant  $\mathbf{c}$  est focalisé sur la base de ce prisme (Fig. 3.20(b)) et se propage à

8. D'autant qu'une autofocalisation a pu être obtenue avec  $E_0 = 30 \text{ kV/cm}$ , dans ce même échantillon [233].

l'intérieur en subissant deux réflexions totale à  $90^\circ$  avant de ressortir par la base après un parcours d'environ 15 mm (Fig. 3.20(c)). L'application d'un champ électrique de 25 kV/cm, selon l'axe  $c$ , permet d'obtenir un faisceau de diamètre identique en entrée et en sortie du cristal (FWHM=15  $\mu\text{m}$ ), preuve qu'un soliton est formé [218]. Le guidage d'un signal à 633 nm dans le guide photo-induit est ensuite réalisé avec de pertes très faibles évaluées à  $0.04 \text{ cm}^{-1}$ . Les pertes sont principalement dues à l'absorption du matériau, et les réflexions totales n'engendrent pas de pertes mesurables.



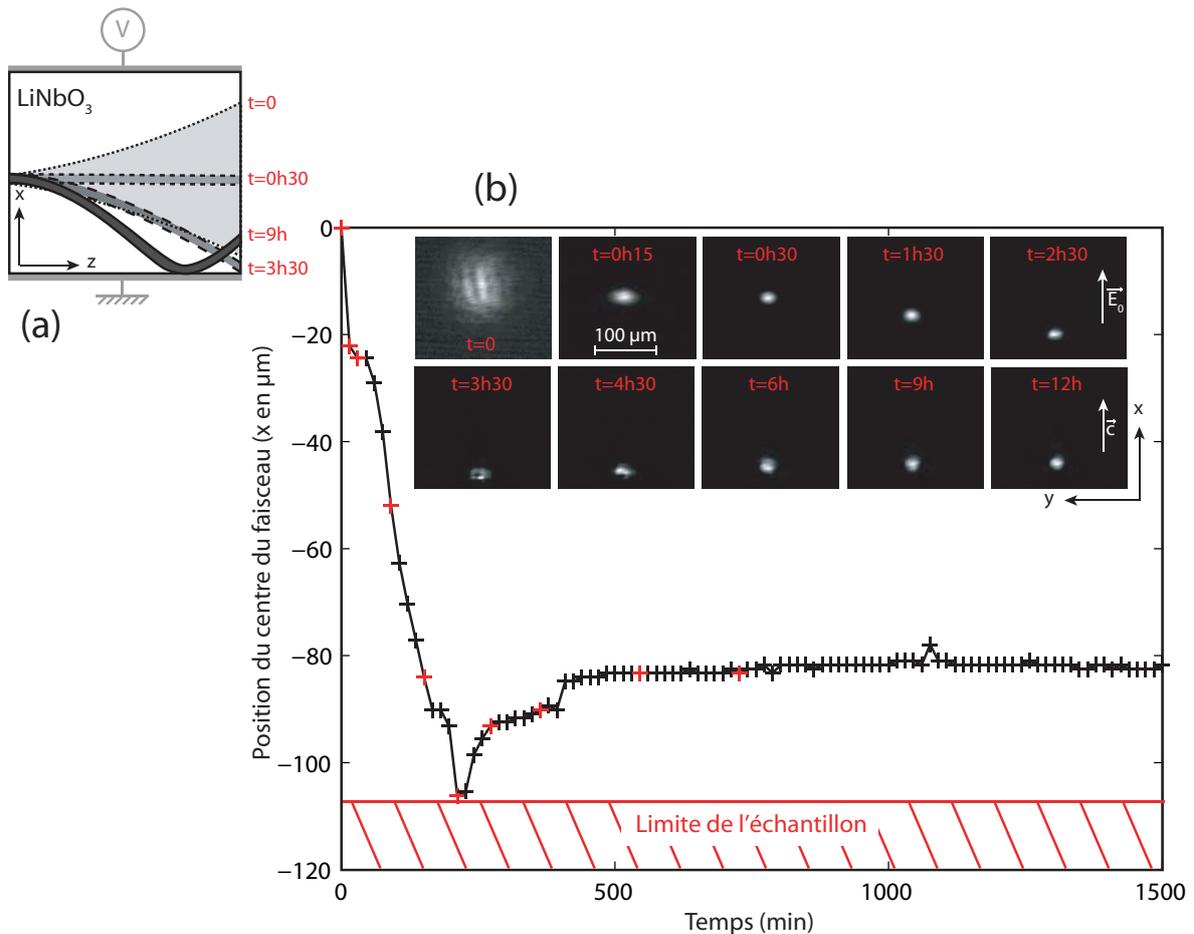
**FIG. 3.20 :** Double réflexion d'un soliton lors de sa propagation dans un prisme de  $\text{LiNbO}_3$ . (a) Schéma du prisme. (b) Faisceau focalisé à l'entrée (FWHM=15  $\mu\text{m}$ ). Images du faisceau de sortie (c) en régime linéaire et (d) avec  $E_0 = 35 \text{ kV/cm}$  après 20 min d'exposition.

Ces résultats montrent qu'il est possible d'utiliser les solitons PR pour générer des guides monomodes à faibles pertes comportant des virages à rayon de courbure nul. Aux vues des résultats, la réalisation de matrices compactes d'interconnexions fixes basées sur les solitons peut être envisagée.

### 3.4.2.2 Propagation courbe du soliton suivie d'une réflexion totale

Dans le même esprit que ces expériences de propagation du soliton dans un prisme, une autre configuration est présentée dans cette dernière partie. Elle permet de tester la robustesse du soliton lors de la réflexion totale sur les bords du cristal et ceci en utilisant la courbure du soliton précédemment démontrée. Pour cela, nous avons repris le montage de la Fig. 3.5, où nous avons positionné le faisceau à proximité d'un bord latéral de l'échantillon, puis nous avons appliqué un champ de 50 kV/cm. L'évolution du faisceau ainsi que la position de son centre sont représentées sur la Fig. 3.21. Différentes étapes de la dynamique de propagation en  $z$  sont schématisées en insert (Fig. 3.21(a)).

Après l'étape de focalisation, un guide droit est formé ( $t=0\text{h}30$ ). Le faisceau focalisé commence ensuite à se déplacer dans la direction opposée à  $E_0$  conformément aux résultats présentés au paragraphe 3.4.1.1. Lorsque le faisceau atteint l'arrête inférieure de la face de sortie de l'échantillon, il est dans un premier temps déformé à cause d'une réflexion partielle de son énergie. Le champ de charge d'espace continue à évoluer, augmentant la déviation du faisceau. Le faisceau atteint alors le bord inférieur du cristal en un point situé de plus en plus tôt en  $z$ , où il subit une réflexion totale. Sur la face de sortie, on enregistre donc un déplacement dans le même sens que  $c$ . Cette « remontée »



**FIG. 3.21 :** Réflexion d'un soliton courbe sur le bord de l'échantillon. (a) Schématisation de l'évolution de la propagation en  $z$ . (b) Évolution de la position du centre du faisceau en sortie d'échantillon, ainsi que quelques images du faisceau en fin de propagation pour différents instants. Les croix rouges correspondent aux images représentées.  $E_0 = 50 \text{ kV/cm}$  et  $P = 500 \mu\text{W}$ .

est plus lente que la « descente », et le faisceau se stabilise à une distance allant de 25 à 45  $\mu\text{m}$  selon les différents tests effectués (pour un faisceau positionné initialement à un peu plus de 100  $\mu\text{m}$  de l'interface). Mis à part l'instant où le faisceau atteint l'arrêt du cristal, où celui-ci a tendance à être déformé, il reste bien focalisé sans perte d'énergie notable, et ce malgré une forte courbure en début de propagation suivie d'une réflexion totale. Le guide courbe ainsi formé permet par la suite de guider efficacement un faisceau sonde.

Cette expérience démontre des potentialités intéressantes des guides monomodes photo-induits par ces solitons 2-D écrans-PV. En effet, d'une part, ces guides peuvent être droits ou courbes, et leur inscription est possible dans le cœur du matériau, et non plus seulement en surface comme c'est généralement le cas avec les guides inscrits par des techniques classiques dans le  $\text{LiNbO}_3$  (c.f. § 3.1.1.8). D'autre part, l'importance de cette courbure est contrôlée par la force du champ appliqué et/ou par le temps d'exposition, ce qui permet d'adapter la position de sortie du guide aux besoins. Elle démontre enfin la possibilité unique de générer des guides robustes à faibles pertes correspondants à des renvois abrupts.

### 3.5 Bilan

Le niobate de lithium est un matériau essentiel de l'optique intégrée, en raison de ses nombreuses propriétés utilisables pour la réalisation de fonctions optiques. Il est par ailleurs relativement bon marché, et la maîtrise des conditions de croissance permet de réaliser des cristaux d'excellente qualité optique. Actuellement, une partie de l'activité de recherche sur le  $\text{LiNbO}_3$  a pour but d'y inscrire optiquement des guides plans ou rubans. Plusieurs techniques sont utilisées, comme par exemple l'exposition à un faisceau UV [235] ou encore la propagation de solitons spatiaux photoréfractifs 1-D ou 2-D [214]. Comme nous l'avons vu, la technique des solitons offre notamment un moyen très simple pour la génération automatique de guide monomode sans détérioration des qualités cristallines du milieu [236]. Dans ce contexte, les solitons brillants démontrés dans notre étude ont des capacités bien supérieures aux solitons noirs.

Dans ce chapitre, nous avons montré que malgré un effet photovoltaïque conduisant à un effet photoréfractif défocalisant, il est possible que le  $\text{LiNbO}_3$  soit le support d'une propagation de type soliton brillant. Pour cela, il suffit d'appliquer une tension continue dont le courant s'oppose à celui de l'effet PV. Nous avons, tout d'abord, présenté un modèle (1+1)D semi-analytique de ces solitons dénommés « écrans-PV ». Ce modèle montre que le régime transitoire du soliton quasi-établi est particulièrement adapté à la génération de guides au cœur du matériau. Par la suite, une modélisation numérique plus fine des propriétés PR du milieu a permis d'expliquer la courbure du soliton qui survient sous fort champ appliqué.

Les démonstrations expérimentales ont confirmé que ce nouveau type de soliton brillant (2+1)D permet la réalisation aisée de guides d'onde efficaces aux longueurs d'onde du visible, mais également aux longueurs d'onde des télécommunications optiques. Ces résultats, ainsi que ceux démontrant la robustesse de ce soliton vis-à-vis d'une réflexion totale, permettent d'envisager la réalisation de nouveaux composants pour l'optique intégrée en ne se limitant plus seulement à la surface des matériaux comme c'est généralement le cas. Le cas de composants d'interconnexion 3-D réalisés avec ces solitons est présentée dans le chapitre qui suit.