

FIG. 1.4 : Diagramme de bande montrant les processus de transition et de transport des charges lors de l'effet photoréfractif. Modèle à un seul niveau de donneurs (N_D) et un seul type de porteurs (N).

Ce n'était alors qu'un effet indésirable associé aux dommages optiques induits par les lasers. Il fut compris quelques années plus tard par Chen [62, 63], qui ouvrit la voie aux enregistrements holographiques utilisant ces matériaux [64]. Les premières tentatives d'exploitation se sont orientées vers le stockage de l'information, puis son traitement en temps réel grâce à la réversibilité de cet effet. Ce ne fut qu'en 1992 que Segev démontra que cet effet pouvait aussi servir à focaliser un faisceau optique, rendant possible la génération de solitons spatiaux [65]. La démonstration expérimentale fut faite dès l'année suivante [66].

1.2.2.1 Présentation du modèle théorique

La photoconduction

Dans la première phase de l'effet photoréfractif, une onde électromagnétique, qui éclaire un cristal, excite localement des porteurs de charge. Ces porteurs peuvent être des électrons ou des trous selon les cristaux et les conditions de leur utilisation. Ils sont issus de centres donneurs ou accepteurs, dont le niveau d'énergie se situe dans la bande interdite du matériau. Les porteurs excités passent donc dans la bande de conduction du matériau (ou dans la bande de valence s'il s'agit de trous). Ils migrent ensuite, sous les effets combinés de la diffusion, de leur entraînement par le champ électrique local ou par l'effet photovoltaïque, ce dernier privilégie certaines directions de migration même en l'absence de champ électrique. A la suite de leur migration, les porteurs de charge arrivent dans les zones moins éclairées du matériau où ils sont piégés. La distribution non uniforme de charge qui résulte de la migration des porteurs crée un champ électrique, appelé le champ de charge d'espace.

Le modèle de base qui décrit la séparation des charges dans un matériau photoréfractif a été formulé à la fin des années 70 [67]. Malgré nombre d'approximations, il contient les éléments élémentaires nécessaires à la prédiction et la description de l'autofocalisation dans les milieux photoréfractifs. Les interactions lumière/matière reflètent une structure de bande typique d'un diélectrique légèrement dopé. En particulier, la structure peut normalement être approximée en considérant un modèle à simple bande : un seul niveau de donneurs et un seul type de porteurs (Fig.1.4). Pour un matériau photoréfractif, les centres profonds peuvent être ionisés par une lumière de longueur d'onde appropriée (généralement dans le visible), dépendant de l'impureté. Des électrons sont ainsi générés

dans la bande de conduction, laissant des états vides derrière eux. Les impuretés ionisées peuvent alors capter un électron [64].

Soit N_D la concentration d'impuretés dont N_D^+ sont ionisées. Le taux de génération d'électrons est $(\beta - sI)(N_D - N_D^+)$, alors que le taux de capture est γNN_D^+ , où N est la densité d'électrons libres, s est la section efficace de photo-excitation, I est l'intensité lumineuse, β est le taux d'excitation thermique et γ est le coefficient de recombinaison des électrons. L'équation décrivant l'évolution temporelle de la concentration N_D s'écrit donc :

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (\beta - sI)(N_D - N_D^+) - \gamma NN_D^+ \quad (1.11)$$

Les électrons se déplacent dans le cristal sous l'effet de l'entraînement par le champ électrique local E , de la diffusion et, pour certains matériaux non centrosymétriques, de l'effet photovoltaïque, donnant naissance à une densité de courant \mathbf{J} décrite par :

$$\mathbf{J} = e\mu N\mathbf{E} + k_B T \mu \nabla N + \beta_{pv}(N_D - N_D^+) I \mathbf{c} \quad (1.12)$$

où $-e$ est la charge de l'électron, μ sa mobilité, k_B la constante de Boltzman, T la température du cristal, et β_{pv} la composante du tenseur photovoltaïque dans la direction de l'axe \mathbf{c} ⁸. Le modèle est complété par les équations de conservation des charges et de Poisson :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (1.13)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (1.14)$$

où ϵ est la constante diélectrique du cristal et la charge ρ est donné par :

$$\rho = e(N_D^+ - N_A - N) \quad (1.15)$$

avec N_A la densité d'accepteurs, nécessaire pour avoir une partie des donneurs ionisés en l'absence d'éclairement (où $N_D^+ = N_A$), et participant à la neutralité du matériau. La présence de ces accepteurs est donc indispensable à l'effet photoréfractif, bien qu'ils ne participent pas directement.

Le modèle de Kukhtarev (éq. (1.11) à (1.14)) lie le champ électrique local \mathbf{E} , appelé champ de charge d'espace, à l'intensité lumineuse I . En règle générale, ce système ne peut être résolu que numériquement, et cela reste compliqué en 2D. Dans quelques cas particuliers et sous certaines approximations, notamment le cas (1+1)D en régime établi (*i.e.* solitons écrans (1+1)D), ce système peut se résumer à une équation différentielle intégrable, qui permet de calculer $\mathbf{E} = \mathbf{E}(I)$ de manière analytique [68].

Équation de propagation

Le champ de charge d'espace \mathbf{E} influence la propagation de la lumière par une modification de l'indice de réfraction induite par l'effet électro-optique. Elle est décrite par la relation phénoménologique :

$$\Delta n_{ij} = -\frac{1}{2} n_{ij}^3 \sum_k r_{ijk} E_k - \frac{1}{2} n_{ij}^3 \epsilon_0^2 (\epsilon_r - 1)^2 \sum_{kl} g_{ijkl} E_k E_l \quad (1.16)$$

8. En toute rigueur β_{pv} dépend de la polarisation et le courant induit par effet photovoltaïque n'a pas qu'une seule composante dans la direction de l'axe \mathbf{c} , cependant cette composante est largement prédominante. Nous précisons la relation complète au chapitre 3, § 3.1.1.6

où n_{ij} est l'indice de réfraction du cristal non perturbé, r_{ijk} et g_{ijkl} sont respectivement, les tenseurs électro-optique linéaire et quadratique, et $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$. Pour un cristal non centrosymétrique, le terme quadratique (effet Kerr) est généralement négligeable alors que pour les cristaux centrosymétriques c'est la réponse linéaire (effet Pockels) qui est absente. Dans les matériaux photoréfractifs, tels que le LiNbO_3 , l'effet Pockels est largement dominant, et l'éq. (1.16) devient :

$$\Delta n_{ij} = -\frac{1}{2} n_0^3 \sum_k r_{ijk} E_k \quad (1.17)$$

Pour un faisceau monochromatique, dans l'approximation paraxiale, la propagation est décrite par une équation de forme comparable à NLSE (éq. 1.5), dans un cas général (2+1)D :

$$\frac{\partial}{\partial z} A_i(x, y, z) = i \frac{1}{2k} \nabla_{\perp}^2 A_i(x, y, z) + i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{ij} A_j(x, y, z) \quad (1.18)$$

où $\nabla_{\perp}^2 = (\partial^2/\partial x^2, \partial^2/\partial y^2)$, A_x et A_y sont les composantes transverses du champ optique lentement variable tel que $I = |\mathbf{A}|^2$, avec $\mathbf{A} = (A_x, A_y, A_z)$,

La recherche de solutions solitons dans les milieux photoréfractifs passe ainsi par la résolution de l'équation (1.18) où la modification d'indice a été calculée à partir du modèle de Kukhtarev. Si l'expression de \mathbf{E} peut dans certains cas être approximée analytiquement (par exemple dans un milieu (1+1)D où le champ appliqué domine la dynamique de déplacement des charges), l'équation de propagation est quand à elle plus difficilement intégrable. L'étude numérique est plus aisée, tout du moins en régime (1+1)D. Par contre, modéliser la propagation d'un faisceau bidimensionnel transverse est encore difficilement accessible (principalement à cause de l'absence d'une solution aisée de \mathbf{E}), bien que ce soit sans doute la configuration expérimentale la plus intéressante. Nous détaillons un exemple de résolution (1+1)D semi-analytique puis numérique au chapitre 2.

1.2.2.2 Spécificités des solitons photoréfractifs

Nous avons vu que l'étude théorique des solitons photoréfractifs est nettement plus complexe que celle des solitons Kerr. Cela provient de la complexité des équations et de la richesse des phénomènes devant être pris en compte dans l'effet photoréfractif, conduisant à divers mécanismes d'autofocalisation.

Différents régimes d'autofocalisation

Solitons quasi-établis Les premiers travaux suggérant l'idée de solitons photoréfractifs [65, 69, 66], correspondent à la propagation d'un faisceau lumineux dans un matériau photoréfractif avec application d'une tension continue. Ce type de solitons a la particularité de n'exister que dans une fenêtre temporelle finie. Au delà de cette fenêtre, l'équilibre du piégeage disparaît. En effet, à l'application du champ électrique, le champ de charge d'espace \mathbf{E} se met progressivement en place, ce qui se traduit par une augmentation locale de l'indice de réfraction là où le faisceau est le plus intense et commence à focaliser. A un instant particulier du processus, il est possible d'obtenir un soliton spatial. Cependant, si le profil du champ \mathbf{E} n'est pas stabilisé à ce moment, il continue à évoluer. Le soliton quasi-établi est caractérisé par la fenêtre temporelle pour laquelle la focalisation maximale est atteinte. Si le processus se poursuit, cela conduit à un élargissement du faisceau [70]. Ces propos seront illustrés, dans le chapitre 3 (§ 3.2), par l'étude de tels solitons dans le LiNbO_3 .

Solitons établis Il est possible de stabiliser l'autofocalisation en ajustant les paramètres expérimentaux, afin que le champ établi E compense exactement la diffraction. La situation finale atteinte dépend du rapport entre l'intensité du faisceau I et l'intensité d'obscurité I_d (valeur intrinsèque du matériau correspondant à la génération des charges par effet thermique, $I_d = \beta/s$). En pratique, on peut ajouter un fond lumineux sur l'ensemble du cristal afin d'augmenter artificiellement I_d . Ce type de soliton est appelé soliton écran [71, 72, 73], puisqu'une fois l'équilibre atteint, le champ électrique E est proche de zéro là où l'intensité optique est maximale. La lumière apparaît alors comme un obstacle à une distribution homogène des charges. Ces solitons ont été observés dans de nombreuses configurations différentes : (1+1)D ou (2+1)D, brillants ou sombres et dans différents matériaux [68], faisant des solitons établis les plus étudiés des solitons photoréfractifs. Dans leur version (1+1)D, la description de ces solitons se rapproche de la propagation dans un milieu Kerr saturant du type de celle présentée au paragraphe 1.2.1.2.

Solitons photovoltaïques Certains matériaux non-centrosymétriques, tel que le LiNbO_3 exhibent un effet photovoltaïque, qui correspond à un courant photoinduit décrit par le dernier terme de l'éq. (1.12) du modèle de Kukhtarev. Ce type de solitons photoréfractifs [74, 75, 76, 77] ne nécessite donc pas l'application d'un champ électrique externe, puisque le déplacement des porteurs libres est simplement induit optiquement suivant une direction privilégiée.

A basse puissance, mais lent

La caractéristique principale des solitons photoréfractifs, est la faible puissance nécessaire pour les générer (de l'ordre du μW). Cette caractéristique les différencie radicalement des solitons Kerr ou quadratiques (voir § 1.2.3.1), qui nécessitent des puissances crêtes de l'ordre du kW. En contrepartie, les temps de formation, liés à l'accumulation progressive des charges, sont nettement allongés. Le temps de formation est habituellement limité par le taux de génération des électrons. D'après l'équation (1.11), ce taux est proportionnel à l'intensité lumineuse I ; le processus peut donc être accéléré en augmentant I [78], mais en aucun cas le temps de formation n'atteint celui des solitons Kerr.

Les temps de réponse relativement longs permettent une analyse aisée de la dynamique de formation des solitons. Dans le cas des solitons quasi-établis, on peut notamment stopper le processus dès la focalisation maximale atteinte [70]. Par ailleurs théorie et expériences montrent que le soliton quasi-établi existe quelque soit I et que la largeur atteinte est indépendante de I et minimale si $I \gg I_d$ pour un champ appliqué E_0 fixe. Les solitons écrans (*i. e.* en régime stationnaire), ont des propriétés différentes. En effet, pour atteindre une taille soliton donnée avec E_0 fixé, seul le rapport $r = I/I_d$ peut être choisi. En pratique, le temps de formation limite l'utilisation de la valeur de r à $r > 1$.

Guides d'ondes (2+1)D

Une autre caractéristique remarquable des solitons photoréfractifs, les différenciant des solitons Kerr, est la saturation de la variation non linéaire d'indice, intrinsèque à l'effet photoréfractif, permettant de stabiliser une propagation en 2D. Il peut s'agir de la propagation d'un faisceau cylindrique issu du mode fondamental TEM_{00} d'un laser, ou bien d'une structure plus complexe de type vortex. Ces démonstrations expérimentales ont été réalisées avec des solitons brillants [79] ou même des solitons noirs [80]. La résolution théorique du cas 2D reste cependant difficile à cause de l'anisotropie de l'effet photoréfractif. D'un point de vue intuitif, il n'est pas non plus évident de comprendre comment le piégeage du faisceau peut survenir dans les deux dimensions transverses de manière symétrique, alors que le système est fortement anisotrope [81, 82], mais l'expérience montre que des solitons cir-

culaires peuvent être formés.

Comme les solitons Kerr, les solitons photoréfractifs créent un guide auto-induit permettant le guidage d'un faisceau de longueur d'onde différente [83]. En ne se limitant plus à une seule dimension, les solitons bidimensionnels rendent possible un adressage dans tout le cristal⁹. De plus la répartition des charges induites lors de la création du soliton dans le matériau reste en place après la coupure du champ électrique et/ou de la propagation du soliton, le guide inscrit restant quand à lui utilisable. Enfin, il est possible d'inscrire de manière permanente le guide photo-inscrit [84].

Solitons incohérents

L'étude de solitons photoréfractifs permet l'emploi non seulement de sources laser continues et compactes, mais peut aussi s'effectuer avec une simple lampe à incandescence. Des expériences ont été réalisées, d'abord à l'aide d'une lumière issue d'un laser, rendue spatialement incohérente grâce à un disque dépoli en rotation [85] ; puis l'autofocalisation a été réalisée à l'aide d'une lumière issue d'une lampe à incandescence [86], donc incohérente à la fois spatialement et temporellement. Ces expériences spectaculaires ont initié la théorie des solitons incohérents [87, 88]. Elle repose sur le fait qu'il est possible d'autofocaliser un faisceau incohérent si le temps de réponse de la non-linéarité est lent comparé au temps caractéristique des fluctuations de phase du faisceau. Notons cependant qu'il a été récemment démontré qu'un soliton temporel incohérent pouvait être généré dans un milieu Kerr instantané [89].

1.2.3 Et les autres...

Les deux premiers types de solitons présentés sont ceux qui ont fait l'étude de travaux approfondis au cours de cette thèse, et ce sont également les deux premiers démontrés expérimentalement. Ils ne constituent par pour autant les seuls représentants des solitons spatiaux optiques. Nous présentons rapidement, dans la dernière partie de ce chapitre, d'autres catégories de solitons spatiaux optiques existants.

1.2.3.1 Les solitons quadratiques

Les solitons quadratiques (ou paramétriques) ont été démontrés expérimentalement récemment [90], bien que leur existence théorique ait été établie en 1976 [91]. La physique des solitons quadratiques repose sur une non-linéarité d'ordre deux : elle est généralement basée sur la génération de second harmonique. L'auto-piégeage donnant lieu au soliton est dû à un déphasage non linéaire induit par un échange mutuel d'énergie entre les champs fondamental et harmonique [92]. Les solitons quadratiques sont ainsi radicalement différents des deux autres puisque l'autofocalisation ne repose plus sur une modification de l'indice de réfraction (toutefois, la possibilité de guider un faible faisceau signal a été montré récemment [93]). Ils sont notamment étudiés pour des opérations d'adressage tout optiques, de par leurs propriétés de stabilité 2D rendant possible des interactions en milieu massif [94]. Leur principal inconvénient réside dans la nécessité d'utiliser de fortes intensités

9. Un exemple de ce type de réalisation particulièrement intéressante pour les applications sera traité au chapitre 4, le guidage d'un faisceau de longueur d'onde différente sera démontré lors du chapitre 3 au paragraphe 4.3.

optiques (supérieures au GW/cm^2) et de nécessiter l'accord ou le quasi-accord de phase associé à un doublage de fréquence très efficace.

1.2.3.2 Les solitons dans les cristaux liquides

Les cristaux liquides, largement employés dans notre vie quotidienne, possèdent de fortes propriétés non linéaires et peuvent aussi permettre la propagation de solitons spatiaux [95, 96]. Les effets non linéaires dans les cristaux liquides sont principalement des effets thermiques ou une réorientation moléculaire. La non-linéarité cubique, de type *Kerr-like*, entraînant la réorientation angulaire des molécules, est responsable de nombreux attraits propres aux cristaux liquides. D'une part, la modification d'indice induite peut atteindre de larges valeurs ($\Delta n \sim 0,1$) et ce à de faibles puissances (quelques mW), mais elle peut, d'autre part, être modifiée par l'application d'un champ externe électrique ou optique. L'effet non linéaire dépend de la polarisation (les matériaux étant fortement anisotropiques du fait de la forme allongée des molécules), mais relativement peu de la longueur d'onde employée. La propagation de solitons spatiaux dans les cristaux liquides s'effectue généralement en configuration planaire, car il est difficile de réorienter les molécules sur de grandes distances transverses. Cependant la non-linéarité étant non locale et saturante, il est toutefois possible de propager des solitons 2D. Plusieurs expériences explorent les possibilités d'utiliser ces solitons pour des applications de traitement de l'information, par exemple pour l'adressage [97] ou la réalisation de portes logiques [98].

1.2.3.3 Les billes de lumière

Il aurait été difficile de terminer ce chapitre sans parler des billes de lumières (*light bullets*), qui constituent le but ultime de la recherche sur les solitons optiques [99]. Il s'agit de piéger le faisceau à la fois spatialement (dans les deux dimensions transverses) et temporellement (configuration (3+1)D) pour empêcher simultanément la diffraction *et* la dispersion de survenir. En 1990, Silberberg a suggéré qu'une compression spatiotemporelle dans un milieu Kerr serait instable, puisque la propagation serait (2+1)D [100]. Toutefois en incluant des termes comme l'absorption multiphotonique ou la diffusion Raman stimulée, la propagation peut être stabilisée. Une auto-focalisation spatiotemporelle a pu être démontrée dans un milieu Kerr en configuration planaire [101], cependant, stabiliser la propagation (3+1)D dans un milieu Kerr, reste peu envisageable. D'autres milieux sont envisagés, notamment les milieux quadratiques qui peuvent eux aussi propager des solitons temporels [102]. La première mise en évidence d'un soliton spatiotemporel dans un milieu quadratique fut faite par Liu *et al*, là encore en configuration planaire [103, 104]. Dans ces expériences, la nécessité d'avoir des fronts d'onde inclinés en entrée de cristal pour l'accord de phase rend la propagation moins stable et empêche toute propagation (3+1)D. De nouvelles investigations théoriques sont effectuées et les billes de lumière n'ont pas encore été obtenues à ce jour [105, 106, 107].

1.3 Bilan

Les solitons, ces ondes solitaires à la stabilité exceptionnelle, fascinent les scientifiques depuis 1834. D'abord en raison de leurs propriétés expérimentales très spectaculaires, de leur indéniable

élégance, mais également à cause des propriétés mathématiques remarquables des systèmes intégrables ayant des solutions de type soliton. L'aspect mathématique a été privilégié dans un premier temps, car il conduit à de très beaux développements théoriques comme par exemple la méthode d'inversion des données de diffusion, qui permet de résoudre une équation *non linéaire* complexe par des méthodes toutes *linéaires* [6]. C'est dans ce contexte que s'est initiée la recherche sur les solitons optiques en milieu Kerr.

Pourtant au delà des aspects mathématiques, la physique des solitons est toute aussi intéressante et pertinente pour la recherche moderne. Ainsi, de nombreuses expériences sur la condensation de Bose-Einstein (objet du prix Nobel de Physique 2001 attribué à Cornell, Ketterle et Wieman) s'analysent à partir de l'équation de Schrödinger non linéaire, qui est l'une des grandes équations de la théorie des solitons. Le prix Nobel de Chimie, attribué en 2000 à Heeger, Mac-Diarmid et Shirakawa doit encore plus à la théorie des solitons car les porteurs de charge dans les polymères conducteurs sont des solitons.

Ainsi, la physique des solitons est un domaine actif de la recherche, notamment en optique, tant d'un point de vue fondamental que d'un point de vue applicatif. Dans ce chapitre, les exemples des solitons spatiaux ont été détaillés, en particulier les solitons Kerr et les solitons photoréfractifs. Leurs propriétés complémentaires permettent d'envisager une large gamme d'applications : par exemple une commutation ultra-rapide pour les solitons Kerr, et des guides reconfigurables basses puissances pour l'effet photoréfractif. Nous avons essayé de convaincre le lecteur de la réalité des solitons et de l'enjeu que représentent les solitons optiques pour les télécommunications. Le but de ce chapitre aura été atteint s'il lui aura donné envie de lire la suite de ce manuscrit.

Chapitre 2

Limites de propagation des solitons spatiaux Kerr dans l'AlGaAs

Ce chapitre débute par la présentation des principales propriétés optiques non linéaires du semiconducteur AlGaAs utilisé dans notre étude traitant des solitons spatiaux Kerr. Ce chapitre résume ensuite les différentes expériences, complétées de simulations, que nous avons réalisées afin de définir les limites de propagation des solitons spatiaux Kerr (1+1)D dans le semiconducteur AlGaAs. Par limites, nous entendons : dans quelle gamme de puissance, de longueur d'onde, de durée d'impulsions peut-on propager de tels solitons ? Nous verrons que les absorptions multiphotoniques (absorptions à 2 et 3 photons pour ce matériau) sont prédominantes pour la compréhension des phénomènes impliqués, et que ce chapitre aurait pratiquement pu s'intituler : influence de l'absorption multiphotonique sur l'autofocalisation dans les guides plans AlGaAs.

Ces études ont été menées dans le cadre d'un programme de coopération international CNRS/DRI-NSF, avec l'équipe du Professeur Gregory Salamo du département de Physique, de l'université d'Arkansas (États-Unis). Plus particulièrement, ils nous ont fourni les échantillons AlGaAs utilisés au cours de nos travaux. Et un séjour à l'université d'Arkansas m'a permis de réaliser des expériences utilisant un laser femtoseconde, en étroite collaboration avec Ryan D. Swain.

2.1 Caractéristiques du semiconducteur AlGaAs

2.1.1 Le choix de ce matériau

Relativement peu de matériaux sont couramment utilisés comme support de propagation de solitons spatiaux en milieu Kerr. La recherche sur les solitons spatiaux a été initiée avec le CS₂ [24], dont les propriétés non linéaires sont bien connues : un coefficient non linéaire $n_2 \simeq 4 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$ (soit 100 fois plus élevé que celui de la silice des fibres optiques, mais imposant des puissances solitons tout de même de l'ordre du kW), associé à un temps de réponse de l'ordre de la picoseconde (dû à la réorientation des molécules). Son état liquide permet la réalisation de guides plans peu absorbants, sans recourir à de fastidieuses étapes technologiques de fabrication. Par contre, il est difficilement envisageable d'inclure des composants à base de CS₂ dans les systèmes de l'optique intégrée (d'autant

plus que ce matériau est fortement toxique). Son emploi reste donc confiné aux travaux de laboratoires, notamment à Besançon [42, 40, 108, 54].

Des solitons spatiaux Kerr ont aussi été réalisés dans des guides plans en verre [35, 109]. Dans ce matériau, l'effet non linéaire reste cependant relativement faible ($n_2 \approx 3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$), et les intensités solitons requises nécessitent alors l'emploi de sources femtosecondes pour éviter des dommages matériels. En outre, les limites techniques à la réalisation des guides d'ondes entraînent des pertes par diffusion qui deviennent vite très gênantes. Ces limitations rendent les verres inutilisables en vue d'applications dans des systèmes intégrés.

Le troisième type de matériaux populaire pour l'étude des solitons Kerr est l'arséniure de gallium-aluminium (AlGaAs) [49]¹, appartenant à la classe des semiconducteurs III-V, largement employés en optoélectronique. L'AlGaAs est notamment utilisé dans la fabrication de diodes électroluminescentes ou de diodes lasers émettant dans le rouge ou dans l'infrarouge. Les matériaux semiconducteurs en général, et l'AlGaAs en particulier, font partie des matériaux préférentiellement choisis lors d'études prospectives sur les systèmes optiques non linéaires intégrés [126, 127, 128]. L'AlGaAs est une alternative préférable aux verres en silice, puisque l'effet non linéaire, $n_2 \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{W}$, y est de trois ordres de grandeur supérieur à celui de la silice. De plus le temps de réponse est inférieure à 100 femtosecondes et peut être considéré comme virtuellement instantané [26]. Enfin, les échantillons peuvent être fabriqués relativement aisément et de manière contrôlée grâce aux technologies d'épitaxie. Dans notre cas la technique de croissance par jets moléculaires (MBE pour *molecular beam epitaxy*) a été utilisée. Cette technologie mature permet de réaliser des guides d'ondes de haute qualité et faiblement absorbants [129]. Les échantillons d'AlGaAs peuvent ensuite être intégrés avec des composants utilisant les semiconducteurs (*i.e.* diodes lasers, circuits électroniques, etc...). Cette intégration monolithique, qui permet de combiner sur un même substrat de base des sources et des détecteurs, pourrait déboucher sur la réalisation de composants optoélectroniques basés sur l'usage judicieux de structures de guides d'onde (réalisés par exemple grâce aux solitons). Pour finir, l'AlGaAs est un matériau bien connu, dont les propriétés ont été largement étudiées [130]. La combinaison de toutes ces qualités font de l'AlGaAs un matériau pratiquement idéal [131] pour la conduite d'expériences sur les solitons Kerr.

Cependant, l'utilisation de ce semiconducteur nécessite des puissances encore importantes pour obtenir les effets non linéaires requis, ce qui nécessite l'utilisation de lasers impulsionsnels. L'obstacle majeur au développement des composants non linéaires pour les systèmes de télécommunications est ainsi lié à des limites matérielles. Si une solution pouvait être trouvée pour obtenir une non-linéarité Kerr à faible puissance, cela pourrait initier le développement d'une nouvelle génération de composants d'interconnexion optiques utiles en télécoms. Dans l'AlGaAs une possibilité envisagée est l'inclusion de boîtes quantiques au sein de la structure guidante afin d'exalter la non-linéarité [132]. D'autres matériaux Kerr sont également étudiés, comme par exemple les verres

1. Réalisations expérimentales de solitons spatiaux Kerr (1+1)D dans l'AlGaAs :

- 1^{ère} démonstration : [36]
- Absorbant saturable à base de soliton spatial : [110]
- Adressage du soliton : [111, 112, 113, 114, 115]
- Piégeage d'une onde polarisée orthogonalement au soliton : [51, 52]
- Effets de la polarisation : [53, 116, 117]
- Instabilité de modulation : [118]
- *Review papers* : [119, 120, 49]
- Et le notre : [121].

Cette bibliographie ne contient pas les études en milieux discrets, qui sont actuellement les plus étudiés (quelques exemples : [122, 123, 124, 125]).

chalcogénures [133, 134, 135, 136].

2.1.2 Figures de mérite

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est un alliage dont la concentration relative en aluminium peut varier entre $x = 0$ (GaAs) et $x = 1$ (AlAs), les atomes d'aluminium et de gallium occupant des sites équivalents dans la maille de cet alliage cristallin. Bien que le paramètre de maille de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ varie linéairement avec x , le désaccord de maille existant entre GaAs et AlAs n'excède pas 0,15%, ce qui est exceptionnel et permet une croissance épitaxiale aisée de couches de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (avec x quelconque), de très bonne qualité cristalline, quasi-accordée en maille sur un substrat de GaAs. Cette propriété d'accord de maille est l'une des raisons du succès et de la popularité du système AlGaAs/GaAs dans les applications optoélectroniques. De plus, par la variation de la fraction molaire d'aluminium, il est possible de tirer partie des variations concomitantes des propriétés électriques et optiques de ces matériaux [130, 137]. En particulier, la largeur de la bande interdite varie de 1,46 eV pour GaAs à 2,16 eV pour AlAs, ce qui a une incidence directe sur l'absorption de l'alliage réalisé : dans un semiconducteur, les photons d'énergie supérieure (*i.e.* de longueur d'onde inférieure) au gap peuvent être absorbés en cédant leur énergie à un électron de la bande de valence, qui peut ainsi passer dans la bande de conduction. Autre exemple, l'indice de réfraction décroît linéairement tandis que x augmente. Cette dernière propriété permet la réalisation de guides d'onde plans par croissance de couches successives de compositions différentes.

Un matériau Kerr idéal correspond à une modification d'indice, proportionnelle à l'intensité ($\Delta n = n_2 I$), associée à une réponse locale et instantanée, le tout dans un milieu sans pertes. En général, la réponse Kerr idéale peut être approchée quand l'énergie des photons utilisés pour l'expérience est loin de toute résonance due à une transition atomique (ou moléculaire, selon le milieu) correspondant à l'absorption d'un photon (*i.e.* $h\nu \ll E_g$). Malheureusement, dans de telles conditions, les non-linéarités d'ordre trois sont généralement faibles, rendant les réalisations expérimentales difficiles. La situation se complique d'autant plus que les résonances multiphotoniques apparaissent dans le domaine spectral où l'absorption linéaire est négligeable (Fig. 2.1) [139, 140]. Dans ce cas, l'absorption augmente avec l'intensité comme :

$$\Delta\alpha = \alpha_p I^{p-1} \quad (2.1)$$

où $p = 2$ identifie l'absorption à deux photons (A2P), $p = 3$ l'absorption à trois photons (A3P)...

Les phénomènes d'absorptions sont préjudiciables à la formation des solitons spatiaux et augmentent avec l'intensité tout comme la modification d'indice nécessaire à la formation d'un soliton. Il y a donc inévitablement un compromis à trouver pour que la propagation Kerr puisse être satisfaite [141]. D'une manière générale, il faut pouvoir propager le soliton sur au moins quelques longueurs de diffraction (éq. 1.8) sans que les pertes α , soient trop importantes, *i.e.* $\alpha^{-1} \gg L_D, L_{NL}$. Avec α incluant les pertes par diffusion ou par absorption, quelles soient à un photon ou multiphotonique :

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 I + \alpha_3 I^2 \quad (2.2)$$

où α_1 englobe toutes les pertes linéaires. Une règle acceptable expérimentalement peut être [19] :

$$\alpha L_D \leq 0,3 \quad (2.3)$$

Cette figure de mérite est représentée pour deux intensités I_0 sur la Fig. 2.2: $I_0 = I_s = \lambda^2 / 4\pi^2 n_0 n_2 w^2$ (*i.e.* $L_D = L_{NL}$) (éq. 1.7), et $I_0 = 3I_s$ (*i.e.* $L_D = 3L_{NL}$) pour 3 tailles w différentes².

2. Rappelons que nous avons défini, au paragraphe 1.2.1.1, w comme la demi-largeur du faisceau à $1/e$, en intensité.

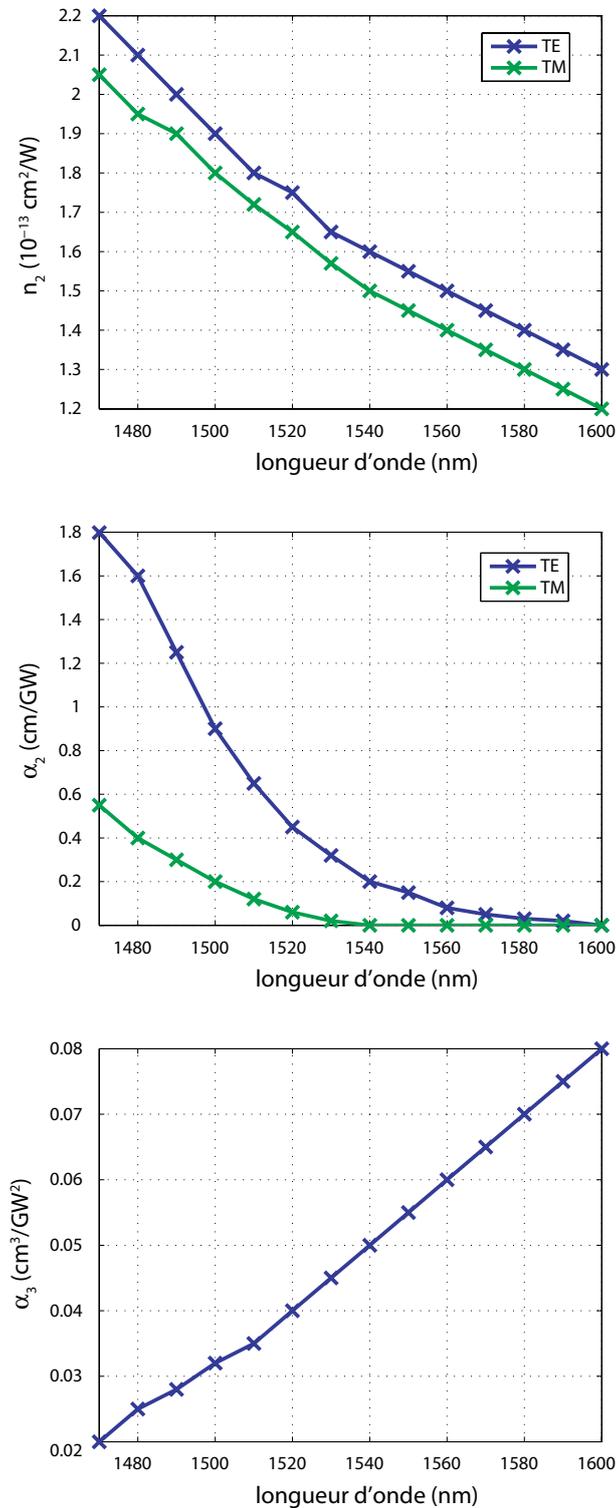


FIG. 2.1 : Propriétés non linéaires dans un guide plan d' $\text{Al}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$: dispersion du coefficient non linéaire de Kerr (n_2), de l'absorption à 2 photons (α_2) et de l'absorption à 3 photons (α_3) d'après les mesures expérimentales de la ref. [138]. Le domaine spectral est proche de la moitié de l'énergie de la bande interdite ($E_g = 1,648 \text{ eV}$ soit $\lambda_g/2 \approx 1500 \text{ nm}$).

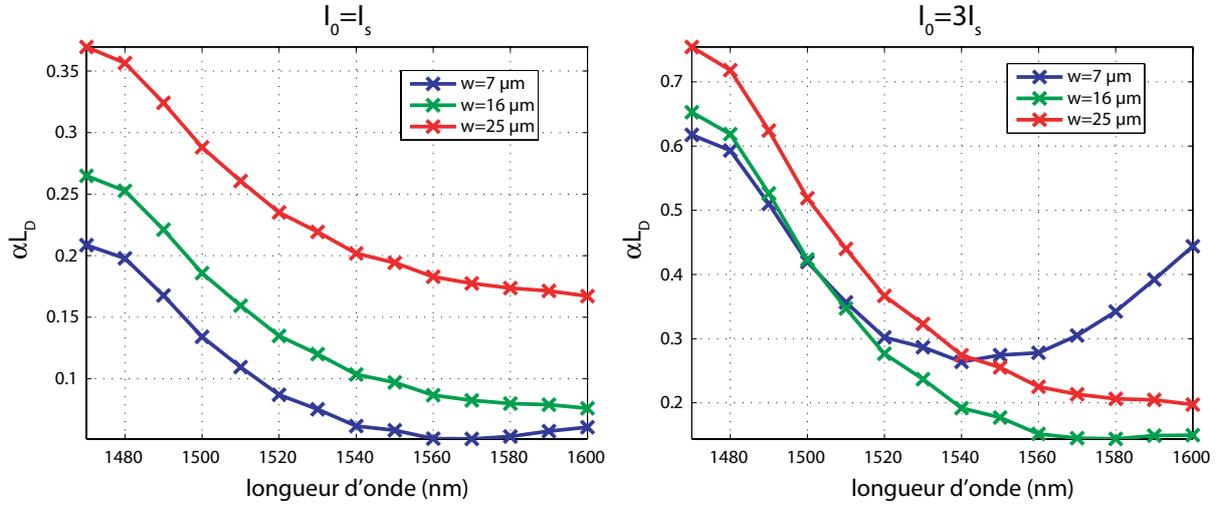


FIG. 2.2 : Figures de mérite α_{LD} de $Al_{0.18}Ga_{0.82}As$, calculées avec $\alpha_1 = 0,2 cm^{-1}$ et les paramètres non linéaires de la Fig. 2.1, pour 3 faisceaux de tailles différentes w : $7 \mu m$, $16 \mu m$ et $25 \mu m$ et pour 2 intensités initiales différentes ($I_0 = I_s$ et $I_0 = 3I_s$).

Ainsi l'AlGaAs est utilisé avec des photons dont l'énergie est juste inférieure à la moitié de celle de la bande interdite ($h\nu < E_g/2$ ou $\lambda > \lambda_g/2$) [119, 138], puisque dans ce cas les transitions à 2 photons sont théoriquement interdites³. L'absorption à 3 photons est permise mais le coefficient α_3 reste relativement faible [142]. En jouant sur la composition en aluminium de l'alliage on obtient une valeur de $E_g = 1,648$ eV soit $\lambda_g/2 \simeq 1500$ nm pour 18% d'aluminium⁴. La longueur d'onde optimale pour la propagation des solitons correspond alors à celle utilisée dans les télécommunications. Cette dernière propriété de l'AlGaAs est un argument de plus en faveur de notre choix pour ce matériau, toujours en vue d'applications.

2.1.3 Prise en compte de l'absorption dans le modèle théorique

2.1.3.1 Modification de l'équation de Schrödinger non linéaire

Les figures de mérite (Fig. 2.2) montrent l'influence des absorptions multiphotoniques (AMP) dans l'AlGaAs si l'on s'éloigne de la longueur d'onde optimale ou si la puissance augmente. Elles indiquent les paramètres expérimentaux qu'il faut choisir pour optimiser la formation des solitons Kerr. Cependant, les figures de mérite ne permettent pas de comprendre de quelle façon l'autofocalisation est perturbée par ces absorptions. Pour une meilleure compréhension, il apparaît nécessaire d'adapter le modèle théorique présenté dans le premier chapitre (§ 1.2.1.1) en incluant l'absorption dans NLSE (éq. 1.5) qui devient :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \boxed{\frac{\alpha}{2} A} + i \frac{2\pi}{\lambda} n_2 |A|^2 A \quad (2.4)$$

3. Bien que présentes sur les mesures expérimentales reportées sur la Fig. 2.1 en polarisation TE.

4. Pour $x < 0,45$ l'énergie de la bande interdite E_g est [130, 143] : $E_g = 1,424 + 1,247x$.

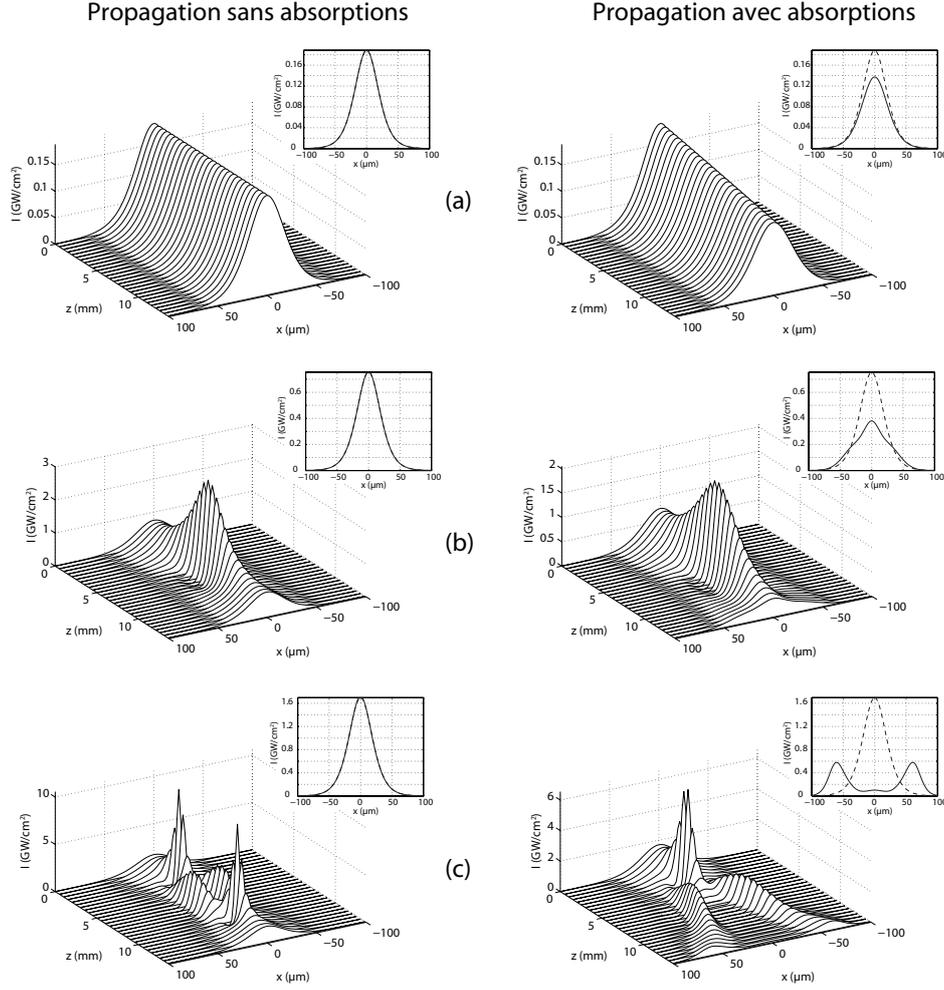


FIG. 2.3 : Comparaison de la propagation d'un faisceau dont le profil initial est une sécante hyperbolique dans un milieu Kerr idéal (colonne de gauche) et dans les conditions réelles où l'absorption a été prise en compte (colonne de droite), pour une longueur d'onde de 1550 nm et en régime continu. (a) $N = 1$ ou $I = I_s$, (b) $N = 2$ ou $I = 4I_s$, (c) $N = 3$ ou $I = 9I_s$. Les inserts présentent le profil initial (pointillé) et le profil de sortie (trait plein).

Soit en développant l'expression de l'absorption α (éq. 2.2) :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \frac{\alpha_1}{2} A - \frac{\alpha_2}{2} IA - \frac{\alpha_3}{2} I^2 A + i \frac{2\pi}{\lambda} n_2 IA \quad (2.5)$$

Un exemple de résolution numérique⁵ de cette équation est représenté sur la Fig. 2.3. Elle compare la propagation d'une sécante hyperbolique initialement de 25 μm , dans un milieu AlGaAs idéal (*i.e.* non absorbant), et dans les conditions réelles (*i.e.* absorbant) à la longueur d'onde de 1550 nm et en régime continu pour différentes intensités initiales. La colonne de gauche correspond à la propa-

5. La simulation numérique est basée sur la propagation de l'onde en découpant le milieu en bandes fines. Cette méthode est appelée méthode de propagation du faisceau (*Beam Propagation Method* ou BPM). Plus précisément, la BPM utilisée ici est la méthode Split-Step-Fourier, qui comme son nom l'indique, utilise des algorithmes de transformée de Fourier pour calculer la propagation linéaire dans chaque bande. L'effet non linéaire est calculé au milieu de chaque tranche. Le programme correspondant a été initialement développé au laboratoire par R. Grasser lors de sa thèse [42], dans lequel j'ai ajouté les absorptions et la dimension temporelle.

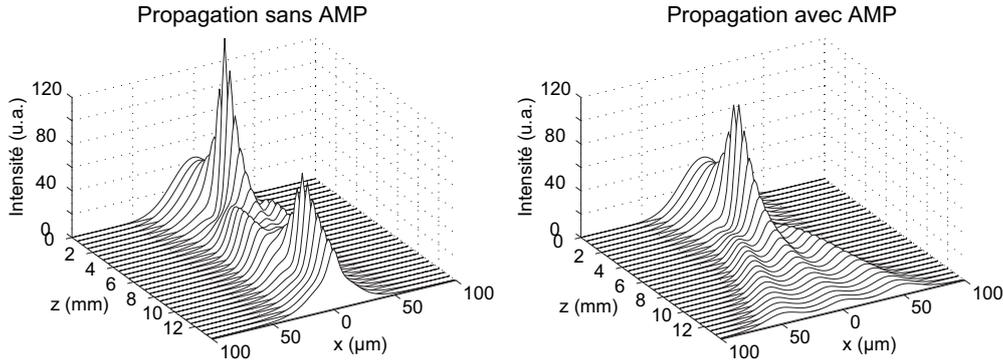


FIG. 2.4 : Comparaison de la propagation d'un faisceau initialement gaussien (spatialement et temporellement) en l'absence et en présence d'absorptions à 2 et 3 photons. Les profils obtenus pour chaque tranche de la propagation correspondent à l'intégration temporelle de toute l'impulsion comme le ferait une caméra qui ne résoudrait pas l'impulsion. Paramètres : $\lambda = 1520 \text{ nm}$, $I_0 = 1.6 \text{ GW/cm}^2$ et $\text{HWHM} = 20 \text{ }\mu\text{m}$.

gation (a) du soliton fondamental ($N = 1$), (b) du soliton d'ordre 2 ($N = 2$) et (c) du soliton d'ordre 3 ($N = 3$). La longueur de propagation correspond approximativement à la période soliton [40], d'où des profils de sortie identiques au profil d'entrée. La colonne de droite, prenant en compte l'absorption, montre clairement, outre la diminution de puissance en sortie, la différence de profil obtenu par rapport au cas idéal pour les fortes puissances. L'effet le plus remarquable de l'absorption multiphotonique (AMP) est la possibilité d'une dislocation du faisceau intense en deux faisceaux de type soliton fondamental qui s'éloignent l'un de l'autre [144, 145]. L'autre effet notable de l'AMP, est donc la perte du phénomène de récurrence. Les paramètres choisis vérifient pourtant le critère $\alpha L_D \leq 0,3$ requis à la puissance soliton. L'AlGaAs est donc un matériau qui s'approche du matériau idéal pour la propagation d'un soliton fondamental [131], mais on se rend d'ores et déjà compte, avec cette première simulation qu'il n'est pas possible d'y propager des solitons d'ordre supérieurs.

2.1.3.2 Aspect temporel

Les intensités requises pour observer l'autofocalisation d'un faisceau de quelques microns de large requièrent l'emploi de sources impulsives. La réponse de l'effet non linéaire dans l'AlGaAs est inférieure à la picoseconde [26], ce qui peut généralement être considéré comme instantané. Cependant, même dans les cas où le temps de réponse du matériau peut être négligé devant la durée de l'impulsion, le modèle en régime continu est insuffisant pour décrire les observations. En effet, pour piéger un faisceau continu de taille donnée, une intensité spécifique est requise, l'intensité soliton I_s (éq. 1.7). Or l'intensité varie au cours du temps le long de l'impulsion typiquement de forme gaussienne. Ainsi si l'on veut obtenir en sortie un faisceau de dimension spatiale globale (i.e. intégrée sur la dimension temporelle) comparable celle de l'entrée, il faut une intensité crête initiale I_0 supérieure à I_s ($I_0 \sim 1,5I_s$ [120]) afin de pouvoir focaliser aussi une partie du faisceau correspondant au début et à la fin de l'impulsion moins intense, ce qui augmente du même coup l'influence des absorptions multiphotoniques, notamment au centre du faisceau où l'intensité est maximale.

Ainsi pour les fortes puissances, le faisceau peut se couper en deux à cause de l'AMP forte au centre de l'impulsion (comme sur la Fig.2.3(c), colonne de droite), tandis que sur les bords, où l'intensité est moindre, l'AMP reste négligeable (correspondant par exemple à la Fig. 2.3(a), colonne de droite). Dans une même impulsion, suivant l'instant considéré, le profil obtenu peut donc être radi-

calement différent (profil à un lobe ou profil à deux lobes). Au final, si l'on intègre les profils obtenus pour chaque tranche temporelle, on peut finalement obtenir un profil spatial comprenant trois bosses [35]. Ce comportement du à la prise en compte de la dimension temporelle est illustré sur la Fig. 2.4 où l'on montre la propagation à forte puissance en l'absence d'AMP et en présence d'AMP (l'absorption linéaire a été incluse dans les 2 simulations). Les profils ainsi obtenus en régime impulsionnel correspondent à ce qui est observé à l'aide d'une caméra qui ne résoudre pas l'impulsion. Ces résultats numériques peuvent être comparés au cas du faisceau continu de la Fig. 2.3(c), la taille initiale et l'intensité initiale étant comparables.

Ainsi, nous montrons que la compréhension de l'influence de l'AMP ne peut s'effectuer sans prendre en compte la dimension temporelle. Ces résultats seront utilisés et approfondis pour expliquer ceux de l'étude expérimentale sur les limites à la propagation des solitons spatiaux Kerr dans l'AlGaAs qui est présentée dans la suite de ce chapitre.

2.2 Dispositifs expérimentaux

2.2.1 Caractéristiques des guides plans

Tous les échantillons AlGaAs utilisés au cours de cette thèse ont été fabriqués par épitaxie par jets moléculaires, au département de Physique, de l'université d'Arkansas (États-Unis) dans le cadre de notre collaboration avec l'équipe du Professeur Gregory Salamo. La structure du guide plan est obtenue en déposant sur un wafer d'arséniure de gallium (GaAs) une première couche de $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ de $3\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, puis une seconde couche de $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$, constituant la couche guidante, dont nous exploiterons les propriétés non linéaires, d'épaisseur 1 ou $1,5\ \mu\text{m}$ selon les échantillons, et enfin une couche supérieure de $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ de 1 ou $1,5\ \mu\text{m}$. La structure complète est décrite par la Fig. 2.5.

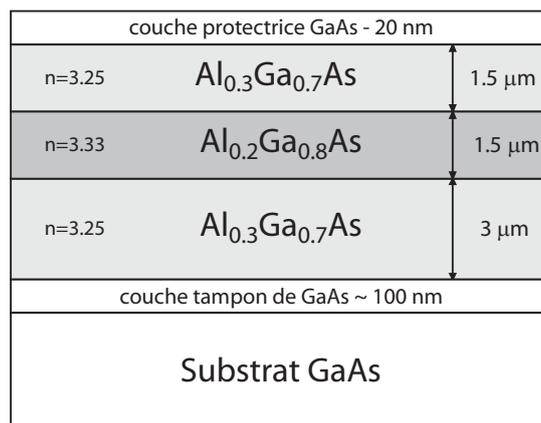


FIG. 2.5 : Structure des guides plans AlGaAs utilisés.

La fine couche supérieure de GaAs est déposée pour empêcher l'oxydation rapide dans les conditions normales de l'alliage AlGaAs. Cette oxydation détruirait la surface de l'échantillon et par conséquent le guide d'onde. La couche tampon est déposée pour permettre une croissance de la région active sur une surface uniformément lisse. Cette stœchiométrie de couche guidante permet l'adapta-

tion de la largeur de la bande interdite à la propagation soliton aux longueurs d'onde des télécommunications. La structure ainsi élaborée constitue un guide plan monomode pour ces longueurs d'onde, le mode étant bien confiné dans la couche guidante. L'indice de réfraction linéaire effectif n_0 est de 3,33 et les pertes linéaires α_1 sont typiquement inférieures à $0,2 \text{ cm}^{-1}$ (*i.e.* $\alpha_1 < 1 \text{ dB/cm}^{-1}$) [138]. Le wafer est clivé à la longueur voulue (typiquement 12-14 mm) ce qui permet l'injection de lumière pour focalisation directe. La stœchiométrie des échantillons utilisés a par ailleurs été vérifiée par diffraction X haute résolution : un wafer possède une couche guidante composée de 21% d'aluminium, et pour un autre elle est composée de 24 % d'aluminium.

2.2.2 Montages expérimentaux et premiers résultats

Pour évaluer les limites à la propagation des solitons Kerr dans l'AlGaAs, nous avons étudié l'influence des trois principaux paramètres expérimentaux que sont la puissance crête, la longueur d'onde et la durée des impulsions. Trois sources laser ont été utilisées. Deux systèmes à amplifications paramétriques accordables en longueur d'onde dans le proche infra-rouge, le premier délivrant des impulsions femtosecondes, le deuxième des impulsions picosecondes. La troisième source est une diode laser émettant à la longueur d'onde de $1,53 \mu\text{m}$ des impulsions nanosecondes. Nos dispositifs expérimentaux pour la propagation de solitons spatiaux 1D sont basés sur la remise en forme du faisceau laser à l'aide d'un télescope cylindrique, après un éventuel filtrage spatial. La puissance peut être ajustée grâce à un ensemble lame demi-onde/polariseur de Glan. Un objectif de microscope focalise ensuite ce faisceau elliptique sur la face d'entrée du guide AlGaAs. Puis, la face de sortie est imagée sur une caméra Vidicon permettant l'acquisition des images. Durant tout ce travail sur les solitons Kerr, la polarisation employée est la polarisation TE ($\vec{E} \parallel 001$), supposée plus stable [146, 117] et où l'effet Kerr est légèrement plus fort ⁶.

2.2.2.1 Dispositif femtoseconde

Le schéma du dispositif expérimental, représenté sur la Fig. 2.6, correspond à celui utilisé avec le système émettant des impulsions femtosecondes, développé lors mon séjour aux États-Unis. Le système laser de marque *Coherent*, associe les modèles RegA 9000 (*Ti:Sapphire Regenerative Amplifier*) [149] et OPA 9800 (*Optical Parametric Amplifier*) [150]. L'ensemble constitue une source ultra-rapide, continûment accordable entre $0,94 \mu\text{m}$ et $2,4 \mu\text{m}$, délivrant des impulsions de 60 fs d'énergie typique de 300 nJ à un taux de répétition de 250 kHz. En sortie de laser, la durée des impulsions (Δt) vérifie la limite de Fourier ($\Delta\nu \cdot \Delta t = 2 \ln 2 / \pi$), d'où un spectre d'une largeur $\Delta\lambda \approx 60 \text{ nm}$ (avec $\Delta\lambda = \Delta\nu \cdot c / \lambda^2$). Pour étudier l'influence de la longueur d'onde, un spectre plus étroit est souhaitable, nous l'avons donc affiné en dispersant la lumière à travers 2 prismes successifs, puis en la filtrant spatialement à l'aide d'une fente. Le spectre ainsi obtenu, ne fait plus que $\Delta\lambda \approx 12 \text{ nm}$, élargissant du même coup l'impulsion à $\Delta t \geq 300 \text{ fs}$. En diminuant la largeur du spectre, nous réduisons l'effet de la dispersion chromatique lors de la propagation dans le guide et l'augmentation de la durée des impulsions rend la durée de la réponse non linéaire quasiment négligeable. L'influence de ces effets sera discutée plus en détails dans le paragraphe 2.5.

Un exemple de résultat typique d'une propagation soliton, obtenu avec ce dispositif, et avec

6. Quelques études expérimentales succinctes ne m'ont pas permis de constater une influence notable de la polarisation, malgré l'anisotropie supposée des propriétés non linéaires du matériau [147, 148].

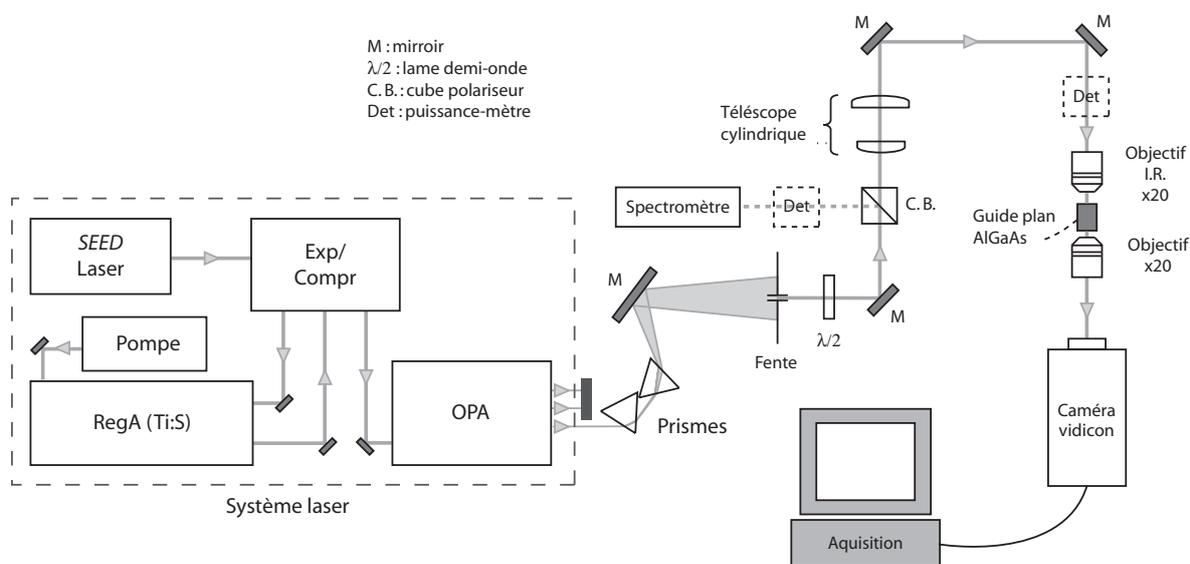


FIG. 2.6 : Schéma du dispositif utilisant des impulsions femtosecondes.

l'échantillon composé de 21% d'aluminium, est représenté sur la Fig. 2.7. En entrée du guide, le faisceau focalisé a une largeur d'environ $50 \mu\text{m}$ (FWHM) dans la dimension parallèle au guide, soit $w = 30 \mu\text{m}$ (Fig. 2.7(a)). Le guide de $14,4 \text{ mm}$ correspond, en théorie, à $1,2 L_D$, ce qui est en accord avec l'expérience où le faisceau en sortie de guide a vu sa taille doubler en régime linéaire (Fig. 2.7(b)). On notera en particulier le profil bruité enregistré en régime linéaire (à cause des imperfections du guide), alors qu'en régime soliton le profil est parfaitement nettoyé (Fig. 2.7(c))⁷. On retrouve ici la propriété attendue (§ 1.2.1.2) de « nettoyage » des solitons par remise en forme de l'enveloppe, attestant de leur robustesse face aux perturbations.

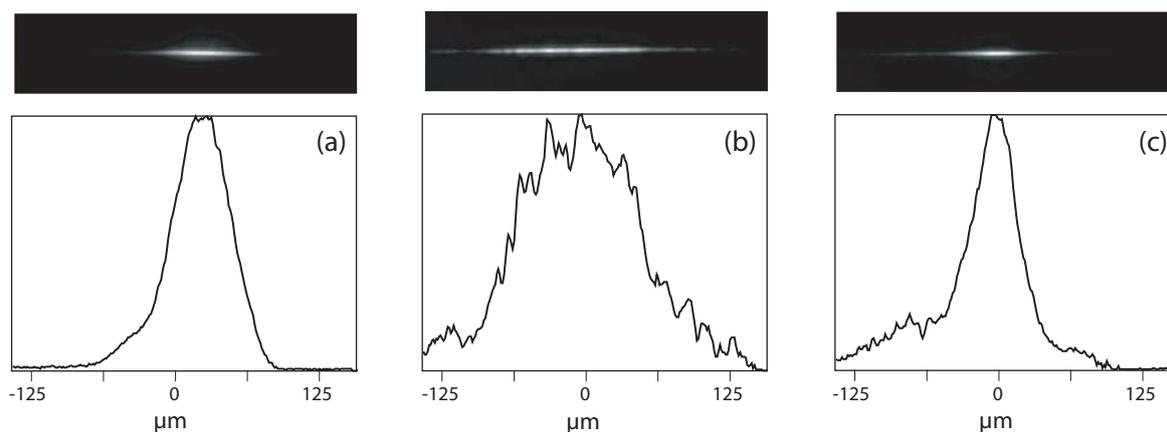


FIG. 2.7 : Images et profils expérimentaux illustrant la propagation soliton en régime femtosecondes : (a) face d'entrée du guide (FWHM= $50 \mu\text{m}$), (b) face de sortie en régime linéaire (diffraction sur $1,2L_D$) et (c) en régime soliton.

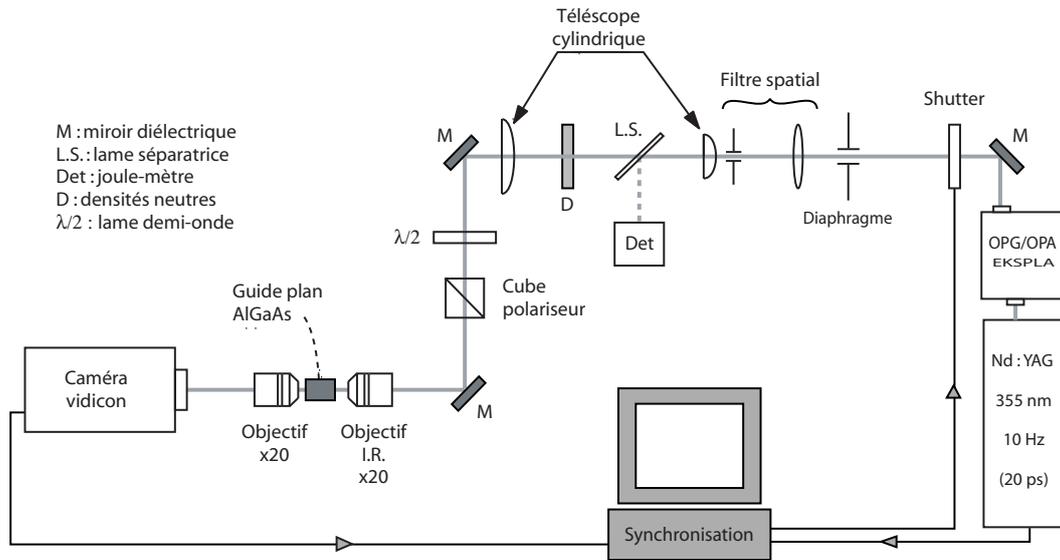


FIG. 2.8 : Schéma du dispositif utilisant des impulsions picosecondes.

2.2.2.2 Dispositif picoseconde

Des impulsions picosecondes ont été utilisées grâce à une autre source optique : un générateur/amplificateur paramétrique (*Ekspla*, modèle *PG401Vir*) pompé par un laser Nd:YAG impulsif à modes bloqués, triplé en fréquence à 355 nm (OPG, *Quantel*, modèle *YG501*). Ce système, accordable entre $0,42 \mu\text{m}$ et $2,2 \mu\text{m}$, génère des impulsions de 20 ps à un taux de répétition de 10 Hz. Une énergie de $100 \mu\text{J}$ par impulsion est disponible autour de $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ en sortie d'OPG, avant le filtrage spatial nécessaire. Par ailleurs un système d'acquisition couplé avec un obturateur, synchronisés sur la fréquence des flashes du laser, autorise la capture d'images et la mesure d'énergie impulsion par impulsion. Le schéma du dispositif est représenté sur la Fig. 2.8.

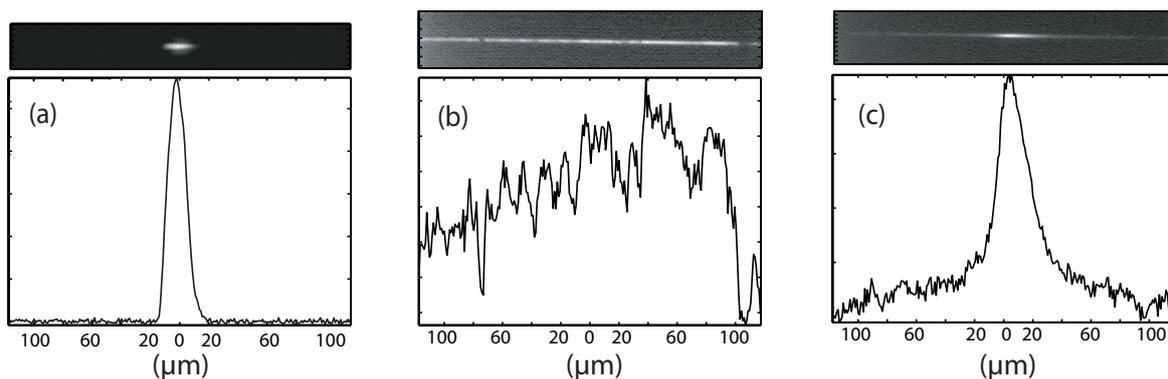


FIG. 2.9 : Images et profils expérimentaux illustrant la propagation soliton d'une impulsion picoseconde. (a) face d'entrée du guide (FWHM=12 μm), (b) face de sortie en régime linéaire (diffraction sur $17L_D$) et (c) en régime soliton.

Des solitons très étroits ont pu être obtenus avec ce dispositif, comme montrés sur la Fig. 2.9. Ce résultat remarquable a été obtenu avec un guide plan de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur composé de 21% d'alu-

7. A l'exception des ailes qui correspondent à l'énergie dissipée lors de la remise en forme du faisceau.