

UNIVERSITE DE LIMOGES

UNIVERSITA DI BRESCIA



**Ecole Doctorale STS
Faculté des Sciences et Techniques**



Facoltà di Ingegneria

Année : 2004

Thèse N : 38-2004

Thèse en cotutelle de thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE BRESCIA

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Spécialité : Optique

présentée et soutenue par

Paul-Henri PIOGER

le 26 Novembre 2004

**Solitons optiques spatiaux en milieu quadratique :
expériences en régime d'impulsions courtes à $1,5\mu\text{m}$ et
applications au traitement ultrarapide de données optiques**

Thèse co-dirigée par Alain Barthélémy et Costantino De Angelis

JURY :

M. Paolo BASSI

Universita' di Bologna [Président]

M. Juan Ariel LEVENSON

CNRS / LPN Marcoussis [Rapporteur]

M. Guy MILLOT

Université de Bourgogne [Rapporteur]

M. Antonio CAPOBIANCO

Universita' di Padova

M. Costantino DE ANGELIS

Universita' di Brescia

M. Alain BARTHELEMY

CNRS / IRCOM Limoges

M. Vincent COUDERC

CNRS / IRCOM Limoges [Invité]

UNIVERSITE DE LIMOGES

UNIVERSITA DI BRESCIA



**Ecole Doctorale STS
Faculté des Sciences et Techniques**



Facoltà di Ingegneria

Année : 2004

Thèse N : 38-2004

Thèse en cotutelle de thèse

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE BRESCIA

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Spécialité : Optique

présentée et soutenue par

Paul-Henri PIOGER

le 26 Novembre 2004

**Solitons optiques spatiaux en milieu quadratique :
expériences en régime d'impulsions courtes à $1,5\mu\text{m}$ et
applications au traitement ultrarapide de données optiques**

Thèse co-dirigée par Alain Barthélémy et Costantino De Angelis

JURY :

M. Paolo BASSI

Universita' di Bologna [Président]

M. Juan Ariel LEVENSON

CNRS / LPN Marcoussis [Rapporteur]

M. Guy MILLOT

Université de Bourgogne [Rapporteur]

M. Antonio CAPOBIANCO

Universita' di Padova

M. Costantino DE ANGELIS

Universita' di Brescia

M. Alain BARTHELEMY

CNRS / IRCOM Limoges

M. Vincent COUDERC

CNRS / IRCOM Limoges [Invité]

REMERCIEMENTS

Les travaux de recherches que je présente dans ce mémoire ont été réalisés au sein de l'équipe d'Optique Cohérente et Non Linéaire de l'IRCOM (Institut de Recherche et Communications Optiques et Microondes) de l'Université de Limoges. Je tiens à exprimer ma reconnaissance et mes remerciements à M. Alain BARTHELEMY pour son encadrement et son aide lors de ces années passées dans l'équipe.

Je souhaite également remercier M. Juan-Ariel LEVENSON, Directeur de Recherche CNRS au LPN-Marcoussis et M. Guy MILLOT, Professeur à l'Université de Bourgogne, qui ont accepté d'être les rapporteurs de ma thèse.

Mes remerciements vont également aux membres de jury italiens, M. Paolo BASSI, Professeur de l'Université de Bologne, et M. Antonio CAPOBIANCO, Professeur de l'Université de Padoue, qui sont venus à Limoges pour examiner mes travaux.

Un « grazie mille » pour M. Costantino DE ANGELIS qui a accepté d'être mon co-directeur de thèse italien pour sa gentillesse et l'accueil qu'il m'a accordé à Brescia. Je salue également Fabio BARONIO pour son aide sur les compréhensions théoriques et sa fructueuse collaboration sur les solitons.

Plus que des remerciements, je tiens à exprimer ici toute ma gratitude et ma profonde reconnaissance à mon encadrant de terrain pour son rôle dans mon apprentissage d'expérimentateur, pour ses qualités humaines, pour son soucis de faire de la physique intéressante, et dont je n'imaginai pas, malgré les problèmes de parité franco italien, qu'il ne fût membre « invité » de ma thèse. Merci Vincent.

Il est alors temps de remercier mes collègues de bureau et notamment les doctorants pour les moments de vie partagés dans l'équipe.

Commençons par les anciens, Valérie, Ludo, Antoine, David, que je remercie pour leur accueil et leurs conseils. Une mention spéciale pour le plus vieux et le plus expérimenté des docteurs limougeauds que j'ai rencontré, soit Dr. Laurent LEFORT avec qui j'ai eu le plaisir de débiter mes activités de recherche avant son envol vers le monde industriel.

Poursuivons avec un merci à la nouvelle génération, Bertrand, Mickaël, Lolo, Johan, Vincent, dynamique et enthousiaste avec laquelle travail, véritable bonne humeur et bon esprit me laisse aujourd'hui des souvenirs impérissables.

Je profite pour remercier, dans cet espace fait pour, mon copain Cyril DUBOIS dit Kiki pour m'avoir gardé son amitié et son soutien bonnant malant depuis nos débuts universitaires.

Pour conclure cette partie, je souhaite adresser des remerciements plus particuliers à mes parents, ma sœur et mon frère, pour m'avoir donné les moyens de faire ces belles études, ainsi que pour leur soutien précieux. Un grand merci également à ma « bonne amie » Sandrine qui m'accorde sa confiance, ainsi qu'à ses parents.

Merci aussi au lecteur de ces lignes pour l'intérêt que tu portes à mes recherches sur les solitons spatiaux quadratiques.

Table des matières

Introduction générale	5
Chapitre 1 :	
Théorie.	11
I Mélange paramétrique	15
I- 1) Processus non linéaire quadratique.	15
I- 2) Susceptibilité non linéaire.	17
II Équations couplées de propagation pour le mélange à trois ondes.	18
II- 1) Notion d'accord de phase et de désaccord en phase	19
II- 1). a) Accord de phase par biréfringence.	20
II- 1). b) Méthode du Quasi Accord de Phase (QAP).	21
III Propagation de faisceaux spatiaux autoguidés dans les milieux à non linéarité d'ordre 2.	23
III- 1) Mise en cascade d'effets non linéaires quadratiques.	24
III- 2) Propagation autoguidée : Effet de phase et Effet d'amplitude.	25
III- 2). a) Piégeage spatial en régime de désaccord en phase : $\Delta kL \neq 0$	26
III- 2). b) Piégeage spatial en régime d'accord de phase : $\Delta kL = 0$	27
III- 3) Mise en équation de la propagation soliton quadratique.	28
III- 3). a) Cas d'un fort désaccord en phase positif.	32
III- 3). b) Cas d'un faible désaccord en phase.	33
IV Réalisation et caractérisation de guides à polarisation périodiquement inversée dans du niobate de lithium (PPLN).	34
IV- 1) Procédés de réalisation des guides Ti :PPLN.	35
IV- 2) Caractérisation des guides Ti :PPLN.	36
IV- 2). a) Montage expérimental permettant la caractérisation de guides Ti :PPLN.	37
IV- 2). b) Mesure de la conversion de fréquence.	38
Bibliographie	41
Chapitre 2 :	
Génération et propagation de faisceaux solitons quadratiques dans des guides plans PPLN.	45
I Système expérimental utilisé pour la génération de faisceaux solitons.	50

II	Illustration du piégeage spatial dans un guide planaire PPLN.	52
III	Étude de la propagation soliton dans un guide plan PPLN.	54
III- 1)	Piégeage spatial en fonction de l'éclairement.	54
III- 2)	Piégeage spatial en fonction du désaccord en phase.	55
III- 3)	Étude du piégeage pour une taille de faisceau d'entrée plus petite.	57
III- 4)	Évolution de la conversion de fréquences lors de la propagation en régime autoguidé.	60
IV	Étude temporelle des impulsions FF et SH en régime d'autoguidage.	61
IV- 1)	Caractérisations temporelles de l'onde fondamentale.	61
IV- 2)	Caractérisation temporelle de l'onde au second harmonique.	64
IV- 2). a)	Fonctionnement du corrélateur et explications des profils d'intercorrélations.	65
IV- 2). b)	Profils des corrélations croisées en fonction du désaccord en phase.	66
IV- 2). c)	Évolution du piégeage temporel en fonction de l'éclairement.	69
V	Analyse spectrale du faisceau soliton.	71
V- 1)	Analyse spectrale des ondes participant au piégeage spatial.	71
V- 2)	Évolution des spectres au FF et au SH en fonction du désaccord en phase	73
V- 3)	Évolution spectrale en fonction de l'éclairement	75
VI	Contenu énergétique du faisceau autoguidé.	76
VII	Conclusion	78
	Bibliographie	81

Chapitre 3 :

Collisions de faisceaux autoguidés 85

I	Collisions élastiques et inélastiques de faisceaux solitons quadratiques.	91
I- 1)	Montage expérimental utilisé pour les opérations de commutations spatiales.	91
I- 2)	Caractérisation du guide	92
I- 3)	Propagation soliton	92
II	Nouvelle géométrie permettant la commutation spatiale de faisceaux de forte énergie.	94
II- 1)	Résultats expérimentaux et numériques.	95
II- 2)	Routage tout optique ultrarapide à 125 Gb/s.	97
II- 3)	Commutation en régime non colinéaire avec deux faisceaux ayant deux longueurs d'ondes centrales différentes.	99
II- 3). a)	Montage expérimental	99
II- 3). b)	Résultats expérimentaux en fonction du déphasage.	101
II- 4)	Système d'adressage reconfigurable d'un faisceau de faible intensité par un faisceau autoguidé.	102
III	Conclusion.	106
	Bibliographie	109

Chapitre 4 :**Déflexion et réflexion non linéaires sur des transitions d'accord de phase. 113**

I	Approche théorique simplifiée.	119
II	Déflexion d'un faisceau soliton au voisinage de la limite d'une structure à QAP dans du niobate de lithium.	120
	II- 1) Déflexion d'un faisceau soliton à 1548nm dans un guide plan présentant une transition PPLN/LiNbO ₃	120
	II- 1). a) Résultats sur la déflexion d'un faisceau soliton.	121
	II- 1). b) Influence de l'éclairement et des conditions d'accord de phase sur la déflexion d'un faisceau soliton.	124
	II- 2) Déflexion d'un faisceau à 1064 nm dans un cristal massif présentant une jonction PPLN/LiNbO ₃	126
	II- 2). a) Montage expérimental.	126
	II- 2). b) Observation du phénomène de déflexion.	126
	II- 2). c) Étude en fonction de l'éclairement incident.	127
	II- 2). d) Étude du décalage en fonction du désaccord en phase.	129
	II- 3) Déflexion d'un faisceau soliton au niveau de l'interface entre deux zones de pas d'inversion différents dans un guide plan PPLN.	130
	II- 3). a) Cas du désaccord en phase positif en zone1 - négatif en zone2.	131
	II- 3). b) Cas d'un désaccord en phase fortement positif en zone1 - fortement positif en zone2.	133
	II- 3). c) Cas du désaccord en phase positif fort en zone1 - positif faible en zone2.	134
	II- 4) Conclusion sur la déflexion d'un faisceau autoguidé par une transition d'accord de phase.	135
III	Réflexion non linéaire d'un faisceau soliton sur une transition d'accord de phase.	136
	III- 1) Réflexion non linéaire d'un faisceau soliton dans un cristal massif de niobate de lithium sur une interface PPLN/LiNbO ₃	137
	III- 1). a) Étude de la réflexion non linéaire en fonction de l'éclairement incident.	139
	III- 1). b) Étude de la réflexion non linéaire en fonction de l'angle d'incidence.	142
	III- 1). c) Étude de la réflexion non linéaire en fonction du désaccord en phase.	144
	III- 2) Réflexion dans un guide plan au niveau d'une bordure PPLN/LiNbO ₃	145
	III- 2). a) Conditions expérimentales.	145
	III- 2). b) Étude de la réflexion non linéaire en fonction de la position du faisceau incident par rapport à la bordure non linéaire.	146
	III- 3) Réflexion dans un guide plan présentant une transition entre deux structures PPLN différentes.	147
	III- 3). a) Étude de la réflexion non linéaire en fonction de l'éclairement.	148
	III- 3). b) Étude de la réflexion non linéaire en fonction de l'angle d'incidence.	149

III- 3). c)Étude de la réflexion non linéaire en fonction du désaccord en phase.	150
III- 4) Conclusion sur la réflexion d'un faisceau autoguidé sur une transition d'accord de phase.	151
IV Conclusion.	152
Bibliographie	153

Chapitre 5 :

Remise en forme temporelle d'impulsions courtes grâce à la propagation soliton **155**

I Remise en forme temporelle via la dynamique d'excitation d'un soliton spatial dans un guide planaire PPLN.	161
I- 1) Caractéristiques du dispositif expérimental.	161
I- 2) Observation de la remise en forme temporelle.	163
I- 3) Étude de la remise en forme temporelle en fonction de l'éclairement. . .	166
I- 4) Étude de la remise en forme temporelle en fonction du désaccord en phase.	170
I- 5) Étude de la remise en forme temporelle en fonction de l'ouverture du filtre spatial.	171
I- 6) Conclusion sur la remise en forme temporelle d'impulsion via la propagation d'un faisceau autoguidé.	172
II Remise en forme temporelle via la déflexion d'un faisceau soliton au voisinage de la limite d'une structure à inversions périodiques des domaines ferroélectriques.	174
II- 1) Résultats expérimentaux.	174
III Remise en forme temporelle utilisant la dynamique d'une réflexion non linéaire d'un faisceau soliton sur la frontière entre deux zones d'accord de phase différentes.	178
IV Conclusion.	180
Bibliographie	183

Conclusion générale **185**

Introduction générale

Aujourd'hui, l'optique est le domaine de la physique le plus apte à concevoir les schémas de transports d'informations sur de longues distances et avec des débits élevés. L'utilisation d'impulsions lumineuses très brèves permet de convoier très rapidement un nombre considérable d'informations par seconde. Les liaisons optiques actuelles sont très performantes puisque les débits peuvent dépasser le Tbit/s grâce aux propriétés particulières des fibres optiques, aux progrès effectués sur les amplificateurs, et à l'emploi de différentes techniques de multiplexage temporel (TDM) et/ ou fréquentiel (WDM, DWDM). Dans ce contexte, d'importants efforts de recherche sont réalisés sur la transmission d'impulsions en régime d'autocompensation de dispersion dans les fibres optiques. Ce phénomène de propagation particulier permet le transport sans déformation importante de l'enveloppe temporelle des impulsions. Il est basé sur l'utilisation de la non linéarité d'ordre 3 de la silice constituant les guides d'ondes, et permet de compenser l'étalement temporel des impulsions sous l'influence de la dispersion chromatique. Ce type de propagation non dispersive due aux effets non linéaires est appelé soliton temporel.

Malheureusement, le débit d'information est limité aux extrémités des chaînes de transmission par les systèmes électroniques chargés de brasser, de réacheminer, et de réorienter les données. Ces noeuds de distribution des réseaux qui gèrent la commutation, l'adressage ou la remise en forme des impulsions nécessitent une conversion opto électronique faisant baisser les vitesses d'acheminement à des débits de l'ordre de 70Gb/s.

Il devient alors crucial de trouver des méthodes et des composants permettant de réaliser un routage d'informations plus rapide, introduisant peu de pertes et pouvant commuter des signaux optiques de faibles durées. Ces systèmes doivent également offrir la plus large capacité d'interconnexion et rester transparents aux différents formats de codage.

Dans ce contexte, la propagation de faisceaux spatialement autoguidés (solitons spatiaux) offre une grande capacité pour réaliser des opérations de commutation spatiale "tout optique", rapides et reconfigurables. La propagation de solitons spatiaux repose sur une compensation de la divergence naturelle des ondes lumineuses par un effet de phase non linéaire induit par la propre intensité de l'onde. Les solitons les plus connus (et aussi les premiers observés), sont ceux que l'on rencontre dans les milieux à non linéarité d'ordre 3 (milieux Kerr). Dans ce cas, la compensation de la diffraction est due à la modification locale de l'indice de réfraction du

matériau sous l'effet de l'intensité du faisceau. On peut alors considérer que cette variation d'indice est analogue à la création d'une lentille convergente qui conduit à une autofocalisation spatiale du faisceau. L'existence de ce guide autoinduit est propre à l'onde lumineuse et n'induit aucune modification durable de la structure du matériau.

Les architectures d'adressage ultrarapide basées sur l'utilisation des phénomènes de propagation soliton spatial sont limitées par la grande quantité d'énergie nécessaire pour engendrer ces effets. Néanmoins, l'utilisation de matériaux possédant des non linéarités plus élevées comme les milieux à non linéarité d'ordre 2 (niobate de lithium, KTP, BBO, . . .), associée à un régime de propagation partiellement guidée à une dimension (guide plan), doit permettre de diminuer le seuil d'apparition des phénomènes d'autoguidage. De plus, la bonne maîtrise des techniques de poling électrique appliquées aux guides d'ondes ferroélectriques autorise la mise en oeuvre du quasi accord de phase et conduit à l'exploitation des non linéarités les plus élevées.

Le concept d'adressage tout optique dans les milieux non linéaires quadratiques a été soutenu par les institutions européennes par le biais du programme "ROSA" de type IST/FET (*Information Society Technologies / Future and Emerging Technologies*). Ce projet, qui fût le cadre de mon travail de recherche, avait pour but d'évaluer les performances de nouveaux concepts pour la commutation d'informations de manière "tout optique" (adressage, multiplexage, fonctions logiques, . . .) grâce aux interactions paramétriques et à la propagation de faisceaux auto-guidés dans des structures non linéaires originales.

Le projet "ROSA" rassemblait différents partenaires internationaux comme l'Université allemande de Jéna, l'Université allemande de Paderborn (conception et réalisation des guides d'ondes quadratiques), le CREOL (institut de recherche américain basé en Floride) reconnu pour ses recherches dans le domaine de la propagation de faisceaux solitons, et l'Université italienne de Brescia pour la description théorique des effets d'autopiégeage quadratiques par l'intermédiaire de simulations numériques. La collaboration étroite entre le laboratoire de recherche de l'Université de Brescia et l'IRCOM m'a permis de réaliser ma thèse en cotutelle sous la direction du Professeur Costantino De Angelis et du Directeur de Recherche Alain Barthélémy.

Mes recherches ont porté sur l'étude expérimentale de la propagation de faisceaux autoguidés dans des guides plans de niobate de lithium à polarisation périodiquement inversée (PPLN) et des systèmes d'adressage exploitant ce type de propagation.

Ce mémoire de thèse se compose de cinq parties. Un premier chapitre, théorique, rappelle quelques notions sur les effets paramétriques et les systèmes d'équations à la base de la description des phénomènes de faisceaux autoguidés dans des milieux non linéaires quadratiques. Ce chapitre décrit également la méthode de fabrication et de caractérisation des guides non linéaires $\text{Ti}:\text{PPLN}$.

Le deuxième chapitre expose les résultats expérimentaux et numériques sur la propagation de faisceaux solitons dans les guides plans PPLN. L'analyse méthodique des domaines spatial, temporel, et spectral montre le mécanisme complexe du couplage spatio-temporel entre les ondes fondamentale et second harmonique contenues dans le soliton. L'obtention de faisceaux de type soliton en présence d'une forte différence de vitesses de groupe est démontrée.

Les chapitres 3 et 4 décrivent la réalisation de systèmes de commutations spatiales utilisant les propriétés d'autoguidage des faisceaux de forte intensité et leurs couplages. Après l'observation de l'interaction peu efficace entre deux faisceaux solitons, je présente une nouvelle méthode de routage permettant la commutation d'impulsions picosecondes. L'influence de l'éclairement, du désaccord en phase, et de la différence de vitesse de groupe sur le système d'adressage est analysée. Un second schéma de commutation basé sur la différence de fréquence entre un faisceau soliton et un signal de faible amplitude m'a permis de commuter des impulsions véhiculant des puissances plus en adéquation avec celles accessibles dans les systèmes de télécommunications.

Enfin, des effets de déviations spatiales de faisceaux autoguidés se propageant au voisinage d'une bordure entre deux zones d'accord de phase différent ont été démontrés. Plusieurs types d'interfaces purement non linéaires ont permis de visualiser des effets de déflexion et de réflexion non linéaires des faisceaux autoguidés.

Dans le dernier chapitre, j'utilise les effets d'autopiégeage pour effectuer la remise en forme temporelle d'impulsions picosecondes. Ce système introduit par Simos en 2002 avec des impulsions longues a été transposé au cas où la différence de temps de groupe entre les composantes du soliton est supérieure à la durée des impulsions. La capacité des nouveaux systèmes de routage (déflexion et réflexion non linéaire) pour réaliser un filtrage temporel a été également mis en évidence.

Chapitre 1

Théorie.

Sommaire

I	Mélange paramétrique	15
	I- 1) Processus non linéaire quadratique.	15
	I- 2) Susceptibilité non linéaire.	17
II	Équations couplées de propagation pour le mélange à trois ondes.	18
	II- 1) Notion d'accord de phase et de désaccord en phase	19
	II- 1). a) Accord de phase par biréfringence.	20
	II- 1). b) Méthode du Quasi Accord de Phase (QAP).	21
III	Propagation de faisceaux spatiaux autoguidés dans les milieux à non linéarité d'ordre 2.	23
	III- 1) Mise en cascade d'effets non linéaires quadratiques.	24
	III- 2) Propagation autoguidée : Effet de phase et Effet d'amplitude.	25
	III- 2). a) Piégeage spatial en régime de désaccord en phase : $\Delta kL \neq$ 0.	26
	III- 2). b) Piégeage spatial en régime d'accord de phase : $\Delta kL = 0$	27
	III- 3) Mise en équation de la propagation soliton quadratique.	28
	III- 3). a) Cas d'un fort désaccord en phase positif.	32
	III- 3). b) Cas d'un faible désaccord en phase.	33
IV	Réalisation et caractérisation de guides à polarisation périodiquement inversée dans du niobate de lithium (PPLN).	34
	IV- 1) Procédés de réalisation des guides Ti :PPLN.	35
	IV- 2) Caractérisation des guides Ti :PPLN.	36
	IV- 2). a) Montage expérimental permettant la caractérisation de guides Ti :PPLN.	37
	IV- 2). b) Mesure de la conversion de fréquence.	38
	Bibliographie	41

Ce premier chapitre regroupe les points théoriques importants relatifs aux phénomènes non linéaires quadratiques nécessaires à la propagation autoguidée d'un faisceau. Ces rappels ne constituent pas pour autant une étude théorique complète de ces phénomènes. La première partie de ce chapitre rappelle les notions principales sur les effets paramétriques (conversion de fréquences, accord de phase, ...) et introduit la notion de Quasi Accord de Phase (QAP). Un deuxième paragraphe traite des mécanismes de la propagation d'une onde lumineuse sous le régime soliton dans un milieu non linéaire d'ordre deux. Je présenterai dans une dernière partie les cristaux non linéaires utilisés pour réaliser ces effets d'autoguidages. Les cristaux utilisés sont des guides plans de niobate de lithium possédant une inversion périodique des domaines ferroélectriques (PPLN). Leur méthode de fabrication et de caractérisation seront exposés.

I Mélange paramétrique

I- 1) Processus non linéaire quadratique.

Lorsqu' une onde lumineuse traverse un matériau diélectrique, le champ électrique de l'onde agit sur les dipôles du milieu. Il en résulte un phénomène de polarisation au niveau des charges microscopiques. Quand l'onde lumineuse est faible, la polarisation induite \vec{P} dépend linéairement du champ \vec{E} . Alors, la réponse du matériau peut être traitée par un modèle linéaire tant qu'il existe une certaine cohésion entre électrons et molécules du milieu. En revanche, en présence d'un champ électrique fort supérieur au champ intra-atomique, tel que $E(t) = E_0 \cos(\omega t)$, (avec E_0 l'amplitude et ω la pulsation de l'onde monochromatique), \vec{P} peut être décomposée en série de Taylor au voisinage de E_0 et s'écrit sous la forme :

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t) + \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3(t) + \dots \quad (1.1)$$

Cette réponse, considérée comme locale et instantanée, est composée du terme linéaire $\varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t)$ et de la somme de termes non linéaires $\varepsilon_0 \chi^{(n)} E^n(t)$, ($n > 1$). Ces derniers représentent la *Polarisation non linéaire* P_{NL} et sont responsables des conversions de fréquences de l'onde initiale.

En se limitant au cas où les non-linéarités d'ordre deux prédominent par rapport aux ordres supérieurs, la polarisation induite s'écrit simplement :

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \cos(\omega t) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_0^2 \cos^2(\omega t) \quad (1.2)$$

En développant les termes, l'expression devient :

$$P(t) = \underbrace{\frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_0^2}_{\text{terme continu}} + \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \cos(\omega t) + \underbrace{\frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_0^2 \cos(2\omega t)}_{\text{doublage de fréquence}} \quad (1.3)$$

On constate alors, outre l'apparition d'un terme continu, la présence d'une nouvelle pulsation à 2ω qui est engendrée dans le milieu non linéaire. La nouvelle fréquence optique à la pulsation 2ω représente l'onde au Second Harmonique (SH).

Après l'explication simple des effets non linéaires d'ordre 2 du matériau, considérons un cas plus général. Soit une onde incidente composée de deux fréquences optiques aux pulsations ω_1 et ω_2 telle que :

$$E(t) = E_1 \cos(\omega_1 t) + E_2 \cos(\omega_2 t)$$

Dans ce cas, la réponse dipolaire dans un milieu à non linéarité quadratique s'écrira :

$$\begin{aligned} P(t) = & \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_1 \cos(\omega_1 t) + \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_2 \cos(\omega_2 t) + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1^2 \cos^2(\omega_1 t) \\ & + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_2^2 \cos^2(\omega_2 t) + 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2 \cos(\omega_1 t) \cos(\omega_2 t) \end{aligned} \quad (1.4)$$

Comme précédemment, il apparaît des termes du doublage de fréquences des pulsations ω_1 et ω_2 , mais aussi les termes de somme et de différence de fréquences dus au terme croisé entre les pulsations initiales. A noter que les termes faisant apparaître $\chi^{(1)}$ correspondent au cas linéaire pour lequel il n'existe pas de couplage entre les ondes. Les différents processus non linéaires sont récapitulés dans le tableau suivant :

TERMES DE L'EQUATION DE P(t)	PROCESSUS NL
$\frac{1}{2}\varepsilon_0\chi^{(2)}(E_1^2 + E_2^2)$	Redressement optique
$\frac{1}{2}\varepsilon_0\chi^{(2)}E_1^2 \cos(2\omega_1 t)$ $\frac{1}{2}\varepsilon_0\chi^{(2)}E_2^2 \cos(2\omega_2 t)$	Génération de Second Harmonique $\omega_1 + \omega_1 \quad / \quad \omega_2 + \omega_2$
$\varepsilon_0\chi^{(2)}E_1E_2 \cos[(\omega_1 + \omega_2)t]$	Somme de fréquences $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$
$\varepsilon_0\chi^{(2)}E_1E_2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)t]$	Différence de fréquences $\omega_1 - \omega_2 = \omega_3$

TAB. 1.1 – Résumé des processus non linéaires d'ordre 2.

Les interactions dans le milieu non linéaire quadratique font finalement intervenir trois fréquences, ces processus sont communément appelées "mélange à trois ondes". On remarquera que si les pulsations initiales sont identiques ($\omega = \omega_1 = \omega_2$), l'unique phénomène observé sera celui du doublage de fréquence ($\omega \Rightarrow 2\omega$).

I- 2) Susceptibilité non linéaire.

Tous les termes de la réponse non linéaire sont fonction du coefficient $\chi^{(2)}$ qui correspond à la susceptibilité d'ordre 2 du milieu. Dans le cas le plus général, il faut considérer que la valeur de $\chi^{(2)}$ peut être identifiée comme un tenseur, "tenseur de polarisation" local et instantané. Pour un repère cartésien, la susceptibilité $\chi_{xyz}^{(2)}$ est définie comme une matrice de $3 * 3 * 3$ éléments. Un changement de repère suivant les axes du cristal ainsi qu'un système d'écriture spécifique permet de contracter le tenseur en une matrice $6 * 3$ répertoriant les coefficients non linéaires du matériau. Ces coefficients non linéaires d_{ij} sont définis par $d_{ij} \equiv \frac{1}{2}\chi^{(2)}$. La polarisation non linéaire peut alors s'exprimer en fonction de cette matrice :

$$P^{NL} = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} * E$$

De plus, dans les cristaux non linéaires d'ordre 2, notamment pour les milieux non centrosymétriques (excluant gaz, liquides et autres cristaux cubiques à symétrie centrale) et grâce aux propriétés de symétrisation de Kleinman [1], les matrices peuvent devenir simples en possédant beaucoup de termes nuls.

Finalement, un coefficient non linéaire dit "effectif" d_{eff} , est défini en fonction des éléments du nouveau tenseur et des états de polarisation des ondes. Ce coefficient reflète l'efficacité relative aux processus non linéaires quadratiques.

II Équations couplées de propagation pour le mélange à trois ondes.

A partir des équations constitutives $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ et $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ et des équations de Maxwell déterminées dans un milieu diélectrique considéré comme non magnétique et non chargé, on obtient l'équation de propagation suivante :

$$\Delta \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 E_{lin}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{lin}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL2}}{\partial t^2} \quad (1.5)$$

En exprimant cette équation pour l'ensemble des champs présents dans le milieu définis par

$$\vec{E}_{\omega_i} = \frac{1}{2} \{ \xi_{\omega_i} \vec{u}_{\omega_i} e^{j\omega_i t} e^{-jk_{\omega_i} z} \}, \text{ on obtient :}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi_{\omega_1}}{\partial z} &= -j \Gamma_1 \xi_{\omega_2}^* \xi_{\omega_3} e^{-j\Delta k z} \\ \frac{\partial \xi_{\omega_2}}{\partial z} &= -j \Gamma_2 \xi_{\omega_1}^* \xi_{\omega_3} e^{-j\Delta k z} \\ \frac{\partial \xi_{\omega_3}}{\partial z} &= -j \Gamma_3 \xi_{\omega_1} \xi_{\omega_2} e^{j\Delta k z} \end{aligned} \quad (1.6)$$

où les paramètres Γ_i et Δk sont définis par :

$$\Gamma_i = \omega_i \mu_0 \varepsilon_0 d_{eff} = \frac{\omega_i d_{eff}}{n_i c}$$

et $\Delta \vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3 \quad k_i = \sqrt{\omega_i^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r}$

L'efficacité de conversion des ondes sera fonction de la valeur Δk à travers le terme $e^{j\Delta k}$. La condition qui relie les vecteurs d'ondes est alors appelée "la condition d'accord de phase". Lorsque $\Delta k = 0$, on parle de condition d'accord de phase parfait pour laquelle les effets de couplage entre les ondes sont maximum.

A noter que dans les équations couplées développées ici, les termes de diffraction spatiale et les termes temporels n'interviennent pas. Ils seront pris en considération lors de la mise en équation de la propagation d'impulsions laser en régime autoguidé.

II- 1) Notion d'accord de phase et de désaccord en phase

Le terme Δk représente la condition de désadaptation des vitesses de phase des ondes présentes dans le milieu.

Dans le cas où l'on se place en régime de faible conversion, la déplétion des ondes initiales aux pulsations ω_1 et ω_2 est négligeable. En calculant l'intégrale du terme $\frac{\partial \xi_3(z)}{\partial z}$ sur la longueur L du cristal non linéaire, on obtient :

$$I_{\omega_3}(L) \propto I_{\omega_1}(0)I_{\omega_2}(0)\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad \text{avec } \text{sinc}(x) = \frac{\sin x}{x} \quad (1.7)$$

L'intensité de l'onde créée varie avec le carré du sinus cardinal de $\frac{\Delta k L}{2}$. Pour le cas dégénéré du doublage de fréquence ($\omega_1 = \omega_2 = \omega$; $\omega_3 = 2\omega$), la courbe de conversion est tracée ci-dessous :

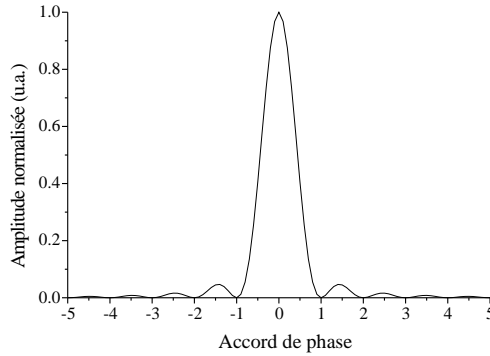


FIG. 1.1 – Courbe de génération de l'onde au second harmonique en fonction du désaccord en phase entre les ondes.

La génération de second harmonique existe de part et d'autre de la position d'accord de phase. La largeur du pic central ainsi que la position des zéros sont déterminées par $\frac{\Delta k L}{2}$ et dépendront de la longueur du cristal employé. Afin de caractériser le désaccord en phase quelle que soit la valeur de L , il est habituel d'exprimer la quantité $\frac{\Delta k L}{2}$ en multiple de π ; le n ème zéro du sinus cardinal donnant le n ème π .

Une efficacité optimale de conversion entre les ondes impose donc $\Delta k = 0$. Cette égalité a deux implications importantes.

- conservation de l'énergie : $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$
- conservation des moments : $k_3 = k_1 + k_2$

Lorsque l'énergie est conservée, la condition de la conservation des moments peut s'écrire en fonction des indices de réfraction. Pour des vecteurs d'ondes colinéaires, on obtient alors :

$$\frac{n_{\omega_1}\omega_1}{c} + \frac{n_{\omega_2}\omega_2}{c} = \frac{n_{\omega_3}\omega_3}{c} \quad (1.8)$$

Dans les milieux isotropes, la dispersion chromatique (variation d'indice en fonction de la longueur d'onde) ne permet pas de satisfaire ces conditions. Pour résoudre ce problème, plusieurs solutions existent notamment grâce aux propriétés des milieux anisotropes. La solution la plus couramment utilisée est d'obtenir l'accord de phase par biréfringence, mais il existe une autre méthode alternative dite méthode du Quasi Accord de Phase.

II- 1). a) Accord de phase par biréfringence.

On appelle milieu biréfringent un milieu dont l'indice de réfraction dépend non seulement de la longueur d'onde mais également de la polarisation et de la direction de propagation des ondes. Dans ces milieux anisotropes, pour une direction de propagation donnée, il existe en effet deux états de polarisation orthogonaux pouvant se propager en considérant chacun un indice de réfraction différent. Ces indices sont définis pour les axes principaux du cristal et leur valeur dépend de la longueur d'onde et de la température du milieu. Il est alors possible de satisfaire les conditions d'accord de phase définies à l'équation 1.8 en jouant sur la polarisation du faisceau incident. Dans ces conditions, deux des trois ondes possèdent la même direction de polarisation et sont perpendiculaires à la troisième. Il existe deux types de configuration différentes permettant l'accord de phase par biréfringence.

- Accord de phase de type I : les polarisations à ω_1 et ω_2 sont identiques et perpendiculaires à celle de l'onde à ω_3 .
- Accord de phase de type II : les polarisations à ω_3 et ω_1 (ou ω_2) sont perpendiculaires à la polarisation de ω_2 (ou ω_1).

Les cristaux non linéaires sont taillés pour obtenir l'accord de phase par biréfringence selon un type. Mais l'inconvénient majeur de cette méthode est qu'elle ne permet pas dans tous les

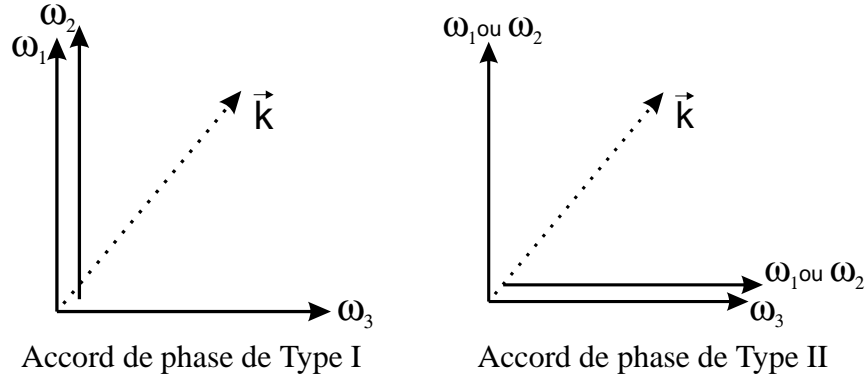


FIG. 1.2 – Représentation des directions de polarisation des ondes ω_1 , ω_2 , et ω_3 pour un accord de phase par biréfringence de Type I et de Type II. (\vec{k} direction de propagation).

cas d'avoir accès au coefficient non linéaire le plus important du milieu. Pour s'affranchir de cette limitation la méthode dite du Quasi Accord de Phase peut être utilisée. Cette méthode est basée sur la variation périodique de l'état de la non linéarité du milieu selon la direction de propagation.

II- 1). b) Méthode du Quasi Accord de Phase (QAP).

En 1962, Armstrong et al. [2] ont montré que l'inversion périodique du signe du coefficient non linéaire permet de compenser le déphasage accumulé entre chacune des ondes présentes lors de la propagation. Ils ont alors proposé une technique permettant d'obtenir une inversion périodique de la non linéarité conduisant à une modification du régime d'accord de phase. Cette modification dépend alors de la périodicité Λ du réseau d'inversion.

Pour le cas du doublage de fréquence, le pas d'inversion des domaines vaut $\Lambda = 2L_c$. L_c est appelée longueur de cohérence, et elle est définie comme la distance au bout de laquelle la différence de phase accumulée entre les ondes FF et SH est égale à π ($\Delta k L_c = \pi$). Sur la figure 1.3, les types de conversion pour le QAP et pour l'accord de phase par biréfringence sont comparés.

Pour le quasi accord de phase du premier ordre, on observe l'augmentation de la conversion de fréquence par palier correspondant à chaque longueur de cohérence. La figure 1.3 montre clairement un meilleur rendement de conversion dans le cas d'un doublage de fréquences utilisant l'accord de phase par biréfringence. Néanmoins, l'utilisation du régime de quasi accord de phase permet l'accession à des coefficients non linéaires plus élevés. Alors, malgré un ren-

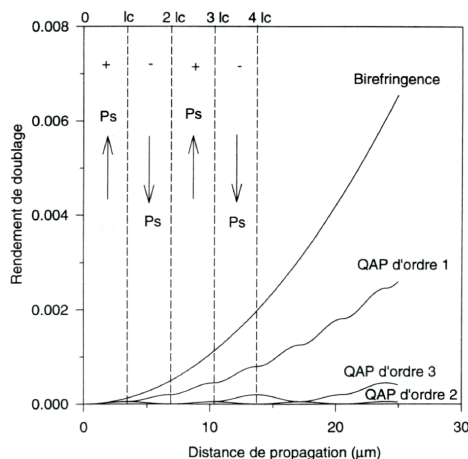


FIG. 1.3 – Comparaison entre l'accord de phase par biréfringence et le quasi-accord de phase pour la conversion de fréquence.

dement plus faible, l'utilisation de ces coefficients non linéaires plus forts permet d'obtenir des taux de conversion plus importants.

Nouvelle définition des conditions d'accord de phase.

La modification des conditions d'accord de phase, via une inversion périodique de la non linéarité, impose une nouvelle condition sur la relation entre les vecteurs d'onde qui s'écrit désormais :

$$\Delta k - \frac{\pi}{2\Lambda} = 0 \quad (1.9)$$

en développant et en considérant les trois ondes couplées, on obtient :

$$\begin{aligned} k_1 + k_2 - k_3 &= \frac{\pi}{L_c} \\ \frac{2\pi n_{\omega_1}}{\lambda_1} + \frac{2\pi n_{\omega_2}}{\lambda_2} - \frac{2\pi n_{\omega_3}}{\lambda_3} &= \frac{\pi}{L_c} \\ \frac{n_{\omega_1}}{\lambda_1} + \frac{n_{\omega_2}}{\lambda_2} - \frac{n_{\omega_3}}{\lambda_3} &= \frac{1}{2L_c} = \frac{1}{\Lambda} \end{aligned} \quad (1.10)$$

Le pas d'inversion Λ permet de modifier de manière importante la position de la longueur d'onde centrale déterminant l'accord de phase parfait. Une modification de la température du cristal permet dans un second temps d'affiner la position exacte de l'accord de phase.

III Propagation de faisceaux spatiaux autoguidés dans les milieux à non linéarité d'ordre 2.

En 1974 Karamzin et Sukhorukov [3] prédirent qu'une propagation couplée entre les ondes fondamentale et second harmonique pouvait conduire à un piégeage spatial mutuel. Les effets de phase induits par les échanges énergétiques entre les ondes permettent alors de compenser l'effet de la diffraction. Des travaux similaires repris en 1993 par Hayata et Koshba [4], ainsi que par Werner et Drummond [5, 6] confirmèrent ces premiers travaux. Deux ans plus tard Toruellas, Torner, Stegeman, Wang, Hagan, Van Stryland et Menyuk [7] démontrèrent de manière expérimentale la propagation autoguidée dans un cristal de KTP de Type II de 1cm de long, taillé pour la génération de SH à 1064nm. Ils ont montré la possibilité d'obtenir une propagation autoguidée d'un faisceau en régime de désaccord en phase positif et négatif pour des éclaircements proches de $5GW/cm^2$. A la suite de cette démonstration expérimentale, de nombreux groupes de chercheurs étudièrent de manière théorique les mécanismes non linéaires permettant ce régime de propagation. Le manque d'une complète description analytique de ces systèmes non intégrables a alors stimulé l'introduction et le développement de nouveaux concepts théoriques. Plusieurs familles de solutions invariantes par propagation ont ainsi été trouvées par Buryak et al. [8, 9]. Les solutions issues des modèles non intégrables décrivent la propagation d'ondes solitons stables et robustes (Etrich et al [10]).

Néanmoins, pour des conditions de désaccord en phase important, les systèmes d'équations régissant la propagation non linéaire peuvent être intégrés et des solutions analytiques peuvent alors être utilisées. En 1989, Belashenkov et al. ont démontré que, sous certaines conditions, la propagation d'un faisceau dans un milieu non linéaire quadratique pouvait s'apparenter à la propagation dans un milieu à non linéarité d'ordre 3, par l'intermédiaire des effets de cascade [11, 12]. De plus, la saturation de la conversion de fréquences permet d'obtenir une stabilité en une et deux dimensions des effets d'autoguidage, contrairement aux solitons "Kerr" (milieu $\chi^{(3)}$).

L'ensemble de ces analyses théoriques sur la propagation de faisceau autoguidé reste un sujet de recherche important [13–15]. Hélas, peu d'investigations expérimentales sont menées en parallèle. En 1999, B. Bourliaguet et al. [16] ont montré qu'il était possible d'obtenir une propagation autoguidée dans un milieu quadratique avec inversion périodique de la polarisa-

tion des domaines ferroélectriques. Les forts coefficients non linéaires mis en jeu dans le niobate de lithium ont permis d'exciter des faisceaux solitons pour des éclaircements inférieurs à $0,5 \text{ GW/cm}^2$. En 2003, Kim et al. [17] ont démontré expérimentalement le phénomène de soliton quadratique dans du PPKTP. Des travaux publiés par Carrasco et al. ont permis d'évaluer la quantité d'énergie réellement piégée dans le faisceau autoguidé et ainsi de déterminer l'efficacité du piégeage spatial pour les solitons quadratiques. Ces travaux montrent clairement des différences importantes entre les prédictions théoriques et les expérimentations menées sur les solitons quadratiques [18]. Enfin, en 2004, des travaux sur la compensation du "walk-off" spatial entre les ondes fondamentale et second harmonique ont été réalisés dans un cristal de KTP reconstitué, présentant des inversions périodiques de la matrice cristalline [19]. Une réduction importante de l'éclaircissement seuil de la propagation autoguidée a pu être obtenue par rapport à un cristal massif unique.

III- 1) Mise en cascade d'effets non linéaires quadratiques.

La propagation d'un faisceau en régime autoguidé dans un milieu quadratique est due à d'importants effets de phase non linéaire. Hors des conditions d'accord de phase, c'est une suite de mise en cascade d'étapes de sommes et de différences de fréquences entre les ondes en interaction dans le milieu qui induit ce déphasage. Ce phénomène parfois apparenté à de l'automodulation de phase croît avec la distance de propagation et l'éclaircissement. La démonstration expérimentale de l'évolution du déphasage de l'onde fondamentale en fonction de l'éclaircissement faite par DeSalvo et al. [20] est reportée sur la figure suivante :

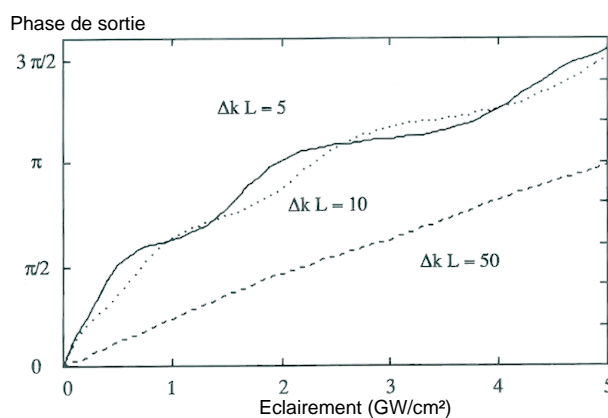


FIG. 1.4 – Évolution de la phase de l'onde fondamentale en fonction de l'éclaircissement pour différents désaccords en phase (cristal de KTP, $\lambda=1064\text{nm}$).

On constate que le déphasage augmente par paliers pour de faibles désaccords en phase mais que son comportement devient quasi linéaire pour des désaccords en phase importants. De plus, la pente de la courbe diminue et l'éclairement nécessaire pour un déphasage donné devient plus conséquent.

Le déphasage non linéaire induit est alors responsable d'un effet de focalisation ou de défocalisation spatiale du faisceau et ce, en fonction du signe de Δk . L'étude conduite par De Salvo et al. dans un cristal de KTP taillé pour la génération de second harmonique à 1064nm a également montré ces phénomènes d'autofocalisation.

Pour de forts désaccords en phase positifs, le comportement d'autofocalisation du faisceau est similaire à celui observé dans un milieu non linéaire d'ordre 3 [21]. Par similitude avec l'effet Kerr optique, l'évolution de l'indice est décrit en fonction de l'éclairement par $n = n_0 + n_2 I$.

On définit alors l'indice effectif n_{2eff} tel que :

$$\Delta\phi^{NL} = \frac{2\pi L}{\lambda} n_{2eff} I \quad \text{avec} \quad n_{2eff} = \frac{4\pi}{c\varepsilon} \frac{1}{\lambda} \frac{d_{eff}^2}{n_{\omega}^2 n_{2\omega}} \frac{1}{\Delta k} \quad (1.11)$$

La taille du faisceau après propagation est alors identique à celle du faisceau incident. Ce faisceau autoguidé est alors appelé "quasi-soliton". Néanmoins, par abus de langage, la communauté scientifique parle de soliton, bien que ces ondes ne soient pas rigoureusement des solutions des équations de propagation.

III- 2) Propagation autoguidée : Effet de phase et Effet d'amplitude.

Pour des désaccords de phase importants, l'assimilation des effets quadratiques à des phénomènes non linéaires cubiques ($\chi^{(3)}$) est à l'origine de la discussion sur l'existence de solitons spatiaux quadratiques. Dans les années 70, Karamzin et Sukhorukov montrent pour la première fois l'existence de faisceaux autoguidés dans les milieux $\chi^{(2)}$. Ce n'est qu'au milieu des années 90 que les solitons quadratiques ont été observés expérimentalement par Torruellas et al. [7] en deux dimensions, et par Schiek et al. [15] en une dimension. Le régime soliton utilisant une non linéarité d'ordre deux est non seulement possible pour des désaccords de phase positifs importants mais aussi pour l'accord de phase parfait et pour de faibles désaccords négatifs.

III- 2). a) Piégeage spatial en régime de désaccord en phase : $\Delta k L \neq 0$.Effet de phase

On supposera le cas simple du doublage de fréquence (onde fondamentale : FF et onde second harmonique : SH) dans un cristal non linéaire d'ordre 2.

Les effets de phase non linéaires sont basés sur les échanges énergétiques entre l'onde fondamentale et l'onde au second harmonique. Dans le cas d'un désaccord en phase ($k_{2\omega} \neq 2k_{\omega}$), les vitesses de phase des ondes sont différentes. Il en résulte une avance ou un retard de phase d'une onde par rapport à l'autre en fonction du signe de Δk . Lors de la génération de SH, l'onde à 2ω possède un retard de $\frac{\pi}{2}$ par rapport au fondamental. La différence de vitesse induit un retard supplémentaire sur l'onde au SH. Pour un déphasage accumulé égal à π , le processus de conversion s'inverse et l'onde au fondamentale est régénérée par l'onde au second harmonique (figure 1.5). Ces processus de somme et de différence de fréquences qui sont présents au cours de la propagation permettent un échange constant des énergies entre les ondes FF et SH. Ces phénomènes se traduisent par un effet de phase non linéaire sur les ondes FF et SH. La figure 1.5 représente de façon schématique ce processus :

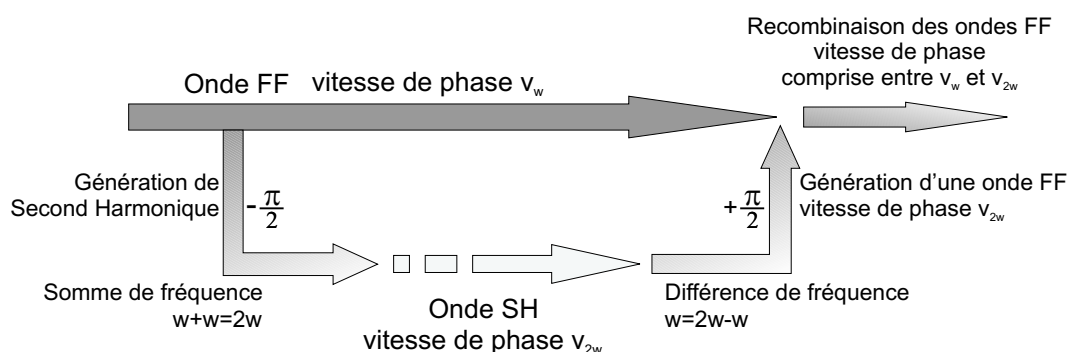


FIG. 1.5 – Représentation schématique des effets de phase par mise en cascade des effets non linéaires.

Pour un faisceau spatial incident à distribution gaussienne et pour $\Delta k > 0$, les effets de phase induisent un effet de focalisation sur l'onde fondamentale. Une compensation de la diffraction peut être alors observée. Au delà de ces effets de phase, un phénomène d'amplitude lié à la distribution spatiale du faisceau permet une meilleure compensation des effets de diffraction.

Effet d'amplitude

La distribution gaussienne du faisceau incident combiné à l'effet quadratique de la conversion de fréquence permet une réduction d'un facteur $\sqrt{2}$ du diamètre du faisceau au second harmonique.

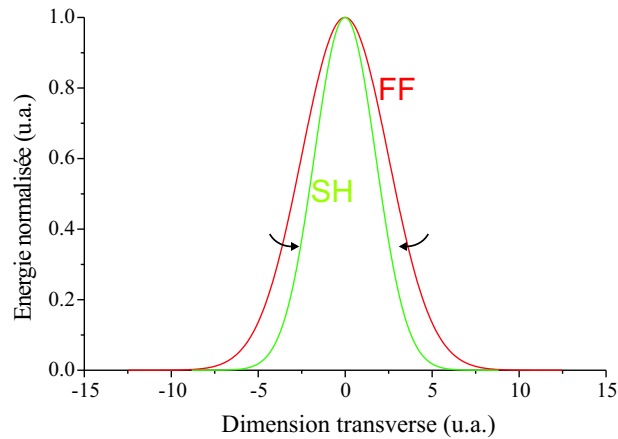


FIG. 1.6 – Représentation schématique des profils spatiaux des ondes FF et SH lors de la mise en cascade considérant l'effet d'amplitude .

Ce processus de réduction spatiale de la taille du faisceau est répété à chaque échange énergétique entre les ondes FF et SH. Ce phénomène de confinement spatial participe alors à la compensation de la diffraction du faisceau.

III- 2). b) Piégeage spatial en régime d'accord de phase : $\Delta kL = 0$.

Les effets de phase et d'amplitude induits par effet de cascade conduisant au piégeage spatial ne sont possibles que dans le cas d'un échange d'énergie suffisant entre les ondes FF et SH, donc pour $\Delta k \neq 0$. Dans le cas d'un régime d'accord de phase parfait, il n'existe théoriquement qu'une conversion unilatérale de l'onde FF vers l'onde SH. Aucun effet de cascade n'est alors possible. Le raisonnement théorique appliqué au régime de désaccord en phase ne peut pas être rigoureusement utilisé ici. Néanmoins la notion d'accord de phase parfait n'est définie que pour une onde plane monochromatique. L'utilisation d'impulsions brèves (spectres larges) lors des démonstrations expérimentales ne permet pas d'obtenir rigoureusement l'accord de phase parfait pour toutes les composantes spectrales. Des longueurs d'ondes présentes dans le spectre de l'impulsion sont alors en léger désaccord en phase permettant des échanges énergétiques. De plus, la diffraction spatiale du faisceau modifie les relations entre vecteurs d'ondes qui régissent

les conditions d'accord de phase. Dans ces conditions et dans l'ensemble des expérimentations réalisées à ce jour, l'accord de phase parfait $\Delta kL = 0$ n'est jamais strictement respecté. Il existe alors des effets de phase via l'effet de cascade entre les ondes FF et SH qui contribuent à l'apparition du régime soliton.

Après ces explications qualitatives du piégeage spatial, le paragraphe suivant décrit les équations des ondes couplées en régime de propagation soliton dans un milieu non linéaire quadratique. Ces équations tiennent compte du domaine spatial (propagation, diffraction), du domaine temporel (vitesse de groupe, dispersion) et des termes de couplage entre les ondes.

III- 3) Mise en équation de la propagation soliton quadratique.

Les mises en équation de la propagation des ondes couplées dans un milieu non linéaire sont déjà bien définies dans de nombreux articles théoriques. Je vais présenter ici les principales étapes concernant le développement des équations couplées entre les ondes dans le cas d'une propagation dans un cristal à non linéarité d'ordre 2. Comme bien souvent, les matériaux sont considérés comme non conducteurs, non magnétiques et sans charge libre.

A partir des équations constitutives du milieu et des équations de Maxwell, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.12)$$

en considérant $\vec{D}(x, y, z, t) = \varepsilon_0 \vec{E}(x, y, z, t) + \vec{P}_L(x, y, z, t) + \vec{P}_{NL}(x, y, z, t)$, où \vec{P}_L et \vec{P}_{NL} sont les parties linéaire et non linéaire du vecteur de polarisation.

Dans le cas où les interactions paramétriques entre les trois ondes stationnaires sont fortes, les expressions du champ et de l'induction électrique sont définies respectivement par :

$$\begin{aligned} \vec{E}(x, y, z, t) &= \sum_{i=1}^3 E_i(x - \rho_i z, y, z, t) e^{j(k_i z - \omega_i t)} \vec{e}_i + cc \\ \vec{D}(x, y, z, t) &= \sum_{i=1}^3 D_i(x, y, z, t) e^{j(k_i z - \omega_i t)} \vec{d}_i + cc \end{aligned}$$

Si le milieu présente une faible anisotropie on peut estimer que $\vec{e}_i \cong \vec{d}_i$. Néanmoins, l'écriture du champ tient compte du walk-off spatial (angle entre la direction de propagation de l'onde

et la direction de l'énergie (vecteur de Pointing) via le terme ρ_i .

En tenant compte des conditions spécifiques sur les coefficients du tenseur de susceptibilité du premier et du deuxième ordre, les éléments D_i peuvent être exprimés comme ci-dessous. Pour l'écriture de ces équations, on se place dans l'approximation des enveloppes lentement variables.

$$\begin{aligned} D_1 &= \tilde{\varepsilon}_1 E_1 + j \frac{\partial \tilde{\varepsilon}_1}{\partial \omega_1} \frac{\partial E_1}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \tilde{\varepsilon}_1}{\partial \omega_1^2} \frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} + 2\varepsilon_0 \tilde{\chi}_1^{(2)} E_3 E_2^* e^{-j\Delta K z} \\ D_2 &= \tilde{\varepsilon}_2 E_2 + j \frac{\partial \tilde{\varepsilon}_2}{\partial \omega_2} \frac{\partial E_2}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \tilde{\varepsilon}_2}{\partial \omega_2^2} \frac{\partial^2 E_2}{\partial t^2} + 2\varepsilon_0 \tilde{\chi}_2^{(2)} E_3 E_1^* e^{-j\Delta K z} \\ D_3 &= \tilde{\varepsilon}_3 E_3 + j \frac{\partial \tilde{\varepsilon}_3}{\partial \omega_3} \frac{\partial E_3}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \tilde{\varepsilon}_3}{\partial \omega_3^2} \frac{\partial^2 E_3}{\partial t^2} + 2\varepsilon_0 \tilde{\chi}_3^{(2)} E_1 E_2 e^{j\Delta K z} \end{aligned}$$

avec

$$\tilde{\varepsilon}_i = (1 + \chi_i^{(1)})\varepsilon_0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2}{\partial \omega_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega=\omega_i}$$

Les termes D_i sont alors injectés dans l'équation 1.12. Le système d'équations couplées intégrant les domaines spatial et temporel devient alors complexe. En effet, ces équations générales intègrent les deux dimensions spatiales du cristal, la direction de propagation, les effets des vitesses de groupe et de la dispersion.

$$\begin{aligned} & \overbrace{2jk_1 \frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{\partial^2 E_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_1}{\partial z^2} - 2jk_1 \rho_1 \frac{\partial E_1}{\partial x}}^{\text{Termes spatiaux}} + j \overbrace{\left[\frac{\omega_1^2}{c^2 \varepsilon_0} \frac{\partial \tilde{\varepsilon}_1}{\partial \omega_1} + \frac{2\omega_1}{c^2 \varepsilon_0} \varepsilon_1 \right] \frac{\partial E_1}{\partial t}}^{\text{Termes temporels du 1er ordre}} \\ & - \underbrace{\left[\frac{\omega_1^2}{2c^2 \varepsilon_0} \frac{\partial^2 \tilde{\varepsilon}_1}{\partial \omega_1^2} + \frac{2\omega_1}{c^2 \varepsilon_0} \frac{\partial \tilde{\varepsilon}_1}{\partial \omega_1} + \frac{\varepsilon_1}{c^2} \right] \frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2}}_{\text{Termes temporels du 2ème ordre}} + \underbrace{\frac{2\omega_1^2}{c^2} \tilde{\chi}_1^{(2)} E_3 E_2^* e^{-j\Delta K z}}_{\text{Terme de couplage}} = 0 \\ & 2jk_2 \frac{\partial E_2}{\partial z} + \frac{\partial^2 E_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_2}{\partial z^2} - 2jk_2 \rho_2 \frac{\partial E_2}{\partial x} + j \left[\frac{\omega_2^2}{c^2 \varepsilon_0} \frac{\partial \tilde{\varepsilon}_2}{\partial \omega_2} - \frac{2\omega_2}{c^2 \varepsilon_0} \varepsilon_2 \right] \frac{\partial E_2}{\partial t} \\ & - \left[\frac{\omega_2^2}{2c^2 \varepsilon_0} \frac{\partial^2 \tilde{\varepsilon}_2}{\partial \omega_2^2} + \frac{2\omega_2}{c^2 \varepsilon_0} \frac{\partial \tilde{\varepsilon}_2}{\partial \omega_2} + \frac{\varepsilon_2}{c^2} \right] \frac{\partial^2 E_2}{\partial t^2} + \frac{2\omega_2^2}{c^2} \tilde{\chi}_2^{(2)} E_3 E_1^* e^{-j\Delta K z} = 0 \quad (1.13) \\ & 2jk_3 \frac{\partial E_3}{\partial z} + \frac{\partial^2 E_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_3}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_3}{\partial z^2} - 2jk_3 \rho_3 \frac{\partial E_3}{\partial x} + j \left[\frac{\omega_3^2}{c^2 \varepsilon_0} \frac{\partial \tilde{\varepsilon}_3}{\partial \omega_3} + \frac{2\omega_3}{c^2 \varepsilon_0} \varepsilon_3 \right] \frac{\partial E_3}{\partial t} \\ & - \left[\frac{\omega_3^2}{2c^2 \varepsilon_0} \frac{\partial^2 \tilde{\varepsilon}_3}{\partial \omega_3^2} + \frac{2\omega_3}{c^2 \varepsilon_0} \frac{\partial \tilde{\varepsilon}_3}{\partial \omega_3} + \frac{\varepsilon_3}{c^2} \right] \frac{\partial^2 E_3}{\partial t^2} + \frac{2\omega_3^2}{c^2} \tilde{\chi}_3^{(2)} E_1 E_2 e^{j\Delta K z} = 0 \end{aligned}$$

L'utilisation des guides non linéaires pour l'étude de la propagation soliton permet d'importantes simplifications. On considérera alors le cas d'une propagation autoguidée en une dimension (utilisation d'un guide planaire où le guidage spatial s'effectue suivant l'axe Oy) et dans les conditions de doublage de fréquence [$\omega_1 = \omega_2 = \omega_{FF}$ =onde au fondamental (FF) ; $\omega_3 = \omega_{SH}$ =onde au second harmonique (SH)]. De plus, le walk-off spatial (ρ_i) peut être négligé pour les ondes se propageant dans les guides utilisant la méthode du Quasi Accord de Phase.

Dans le cas d'une propagation de type soliton, les termes correspondants à la diffraction et aux effets de phase sont du même ordre de grandeur. Une méthode de séparation des variables (spatiales et temporelles) permet alors de faire intervenir les amplitudes des modes de la structure guidante. Toutes ces simplifications conduisent alors au système d'équation suivant :

$$\begin{cases} j \frac{\partial E_{FF}}{\partial z} + \frac{1}{2k_{FF}} \frac{\partial^2 E_{FF}}{\partial x^2} - j k'_{FF} \frac{\partial E_{FF}}{\partial t} - \frac{k''_{FF}}{2} \frac{\partial^2 E_{FF}}{\partial t^2} + \chi_{FF} E_{SH} E_{FF}^* e^{-j\Delta kz} = 0 \\ j \frac{\partial E_{SH}}{\partial z} + \frac{1}{2k_{SH}} \frac{\partial^2 E_{SH}}{\partial x^2} - j k'_{SH} \frac{\partial E_{SH}}{\partial t} - \frac{k''_{SH}}{2} \frac{\partial^2 E_{SH}}{\partial t^2} + \chi_{SH} E_{SH}^2 e^{j\Delta kz} = 0 \end{cases} \quad (1.14)$$

avec $k'_i = \frac{\partial k_i}{\partial \omega_i}$ égal à l'inverse de la vitesse de groupe des ondes FF et SH, et $k''_i = \frac{\partial^2 k_i}{\partial \omega_i^2}$ représentant la dispersion de vitesse de groupe de chaque onde.

Les coefficients χ_{FF} et χ_{SH} sont définis par :

$$\chi_{FF} = \frac{2\omega_{FF}}{c^2} \tilde{\chi}_1^{(2)} Q_{eff} \quad \text{et} \quad \chi_{SH} = \frac{2\omega_{SH}}{c^2} \tilde{\chi}_3^{(2)} Q_{eff}$$

avec $Q_{eff} = \iint_{-\infty}^{+\infty} F_{01} F_{02} F_{03} dx dy$, où F_{0i} sont les amplitudes normalisées des modes de la structure guidante.

On note sur l'équation 1.14 les implications temporelles (vitesses de groupe et dispersions) sur la propagation des ondes constituant le soliton quadratique. Généralement, pour les guides utilisés et pour les durées d'impulsions laser considérées, les termes de dispersion sont négligeables. En revanche, les vitesses de groupe relatives à chaque onde sont à prendre en compte.

Normalisation du système d'équations.

Afin de résoudre le système d'équation précédent, la plupart des auteurs d'articles théoriques sur la propagation soliton normalisent les paramètres de ces équations. Cela permet de réduire le nombre de paramètres indépendants et d'obtenir des équations sans réelles dimensions. Il existe plusieurs manières différentes de définir ces nouvelles variables. Je présente ici une de ces renormalisations utilisée dans beaucoup de travaux numériques [22–24].

On définit alors comme nouvelles variables sans dimension, la distance de propagation normalisée $\zeta' = \frac{z}{z_d}$, et la dimension transverse normalisée $s' = \frac{x}{r_0}$. Ces variables sont exprimées en fonction de la taille du faisceau r_0 de l'onde au fondamental (à 1/e en champ) et de z_d la longueur de diffraction ($2 \times$ longueur de Fresnel $\equiv k^2 \cdot r_0$).

Dans un deuxième temps, on introduit les champs électriques sans dimensions w' et v' , tels que :

$$E_{FF} = \frac{w'}{r_0^2 \sqrt{2\chi_{FF}\chi_{SH}}} e^{j\beta\zeta'} \quad \text{et} \quad E_{SH} = \frac{2v'}{r_0^2 \chi_{FF}} e^{j(2\beta+\Delta)\zeta'}$$

avec $\Delta \equiv z_d \cdot \Delta k$, et β un paramètre sans dimension représentant le déphasage non linéaire induit sur la constante de propagation de l'onde au fondamental. On peut déjà noter ici que la valeur des champs E est inversement proportionnelle au carré de r_0 , et donc qu'une diminution de la taille du faisceau induira une augmentation de l'éclairement seuil ($I \propto \frac{\alpha}{r_0^4}$). Dans le cas d'un guide plan, une dimension spatiale du faisceau est fixe et l'évolution de l'éclairement est en $\frac{1}{r_0^2}$.

Alors le système d'équations couplées s'écrit :

$$\begin{cases} j \frac{\partial w'}{\partial \zeta'} + \frac{\partial^2 w'}{\partial s'^2} - \beta w' + v' w'^* = 0 \\ j \sigma \frac{\partial v'}{\partial \zeta'} + \frac{\partial^2 v'}{\partial s'^2} - \sigma (2\beta + \Delta) v' + \frac{w'^2}{2} = 0 \end{cases} \quad (1.15)$$

avec $\sigma = |k_{SH}/k_{FF}|$.

Une dernière normalisation des termes par β qui donne $w' = \beta w, v' = \beta v, \zeta' = \zeta/\beta, s' = s/\sqrt{|\beta|}$ permet de rapporter le système d'équation qui détermine la propagation de solitons spatiaux quadratiques en une dimension pour le doublage de fréquence.

$$\begin{cases} j \frac{\partial w}{\partial \zeta} + \frac{\partial^2 w}{\partial s^2} - w + vw^* = 0 \\ j\sigma \frac{\partial v}{\partial \zeta} + \frac{\partial^2 v}{\partial s^2} - \alpha v + \frac{v}{2} = 0 \end{cases} \quad (1.16)$$

A partir de ce nouveau système d'équations générique pour une non linéarité quadratique, il est possible de déterminer plusieurs familles de solutions stationnaires (indépendantes de z) appelées solitons. Les résultats numériques qui définissent des configurations initiales conduisant à une propagation autoguidée doivent être néanmoins interprétés avec minutie.

Les études de Yew [25] ont montré qu'il existait au moins une solution de propagation stable pour toutes valeurs positives du coefficient $\alpha = \frac{\sigma}{\beta}(2\beta + \Delta)$. Ce coefficient est directement lié au désaccord en phase. Ainsi, une solution au système d'équation est obtenue pour un désaccord en phase faiblement négatif, positif ou nul. Cependant, suivant le signe Δk plus ou moins de puissance incidente sera nécessaire pour obtenir une propagation autoguidée. Suivant les valeurs des paramètres utilisés dans ces équations, différentes familles de soliton peuvent être identifiées. Ces familles conduisent à des profils spatiaux différents, relatifs aux ondes FF et SH.

On peut également noter que les amplitudes relatives entre les composantes FF et SH sont différentes en fonction de ces conditions.

III- 3). a) Cas d'un fort désaccord en phase positif.

Si l'on considère des valeurs positives importantes de Δk ($\Rightarrow \alpha \gg 1$), le système d'équations 1.16 peut se réduire à :

$$j \frac{\partial w}{\partial \zeta} + \frac{\partial^2 w}{\partial s^2} - w + \frac{1}{2\alpha} |w|^2 w = 0 \quad (1.17)$$

et avec $v \approx \frac{w^2}{2\alpha}$

L'équation résultante est du type Non Linéaire de Schrödinger (ENLS) qui décrit également la propagation de soliton dans les milieux Kerr, et que l'on peut écrire sous la forme :

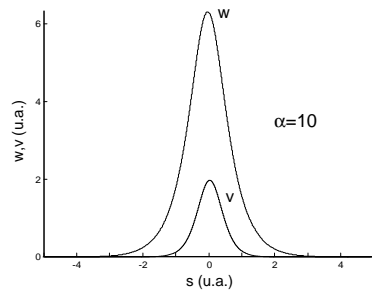
$$i\frac{\partial W}{\partial \zeta} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 W}{\partial \Xi^2} + \frac{1}{2\alpha}|W|^2W = 0 \quad (1.18)$$

La solution qu'accepte cette équation permet de définir les distributions de w et de v comme :

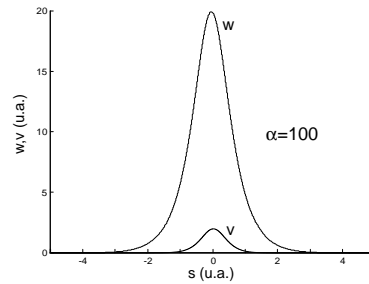
$$\begin{aligned} w(s) &= 2\alpha^{1/2}\text{sech}(2s) \\ v(s) &= 2\text{sech}^2(2s) \end{aligned} \quad (1.19)$$

On peut alors décrire la propagation de faisceaux solitons quadratiques en régime de fort désaccord en phase comme celle des faisceaux dans des milieux non linéaires d'ordre 3.

Il faut également ajouter que la valeur de α qui fixe l'amplitude de w est directement proportionnelle au désaccord en phase via le terme Δ . Donc, pour un même faisceau, une augmentation du désaccord en phase nécessitera un éclaircissement plus important pour obtenir le régime de propagation autoguidée.



Profils des ondes w et v pour $\alpha=10$



Profils des ondes w et v pour $\alpha=100$

FIG. 1.7 – Exemples de profils des ondes FF et SH en régime soliton dans le cas de forts désaccords en phase.

III- 3). b) Cas d'un faible désaccord en phase.

A partir des expressions numériques précédentes, on parle de faible désaccords en phase lorsque coefficient α est proche de 1. Karamzin et Sukhorukov ont donné les premières solutions pour $\alpha = 1$.

$$w(s) = \frac{3\sqrt{2}}{2} \text{sech}^2\left(\frac{s}{2}\right)$$

$$v(s) = \frac{w(s)}{\sqrt{2}} = \frac{3}{2} \operatorname{sech}^2\left(\frac{s}{2}\right) \quad (1.20)$$

Là aussi, les profils des champs des ondes au fondamentale et au second harmonique restent invariants au cours de la propagation.

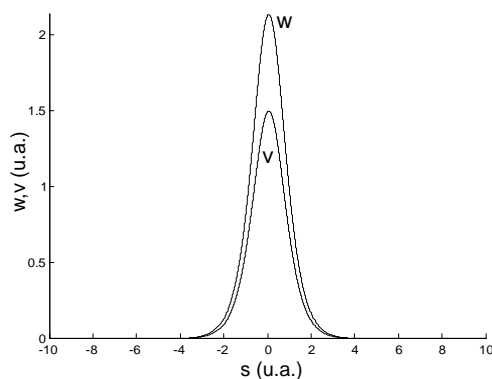


FIG. 1.8 – Profils des ondes FF (w) et SH (v) pour un soliton quadratique au voisinage de l'accord de phase.)

Il faut savoir que ces solutions déterminées analytiquement conduisant à un régime soliton supposent que les ondes FF et SH soient présentes dès le début de la propagation. L'ensemble de ces solutions analytiques sont obtenues en envoyant simultanément les deux composantes FF et SH pour obtenir une propagation autoguidée. Dans la plupart des configurations expérimentales seule l'onde au fondamentale est envoyée dans le cristal non linéaire. Néanmoins, des analyses numériques réalisées par Carrasco et al. [18] montrent qu'il est possible d'obtenir des solutions stables dans ce régime d'excitation.

IV Réalisation et caractérisation de guides à polarisation périodiquement inversée dans du niobate de lithium (PPLN).

Le niobate de lithium est un matériau inorganique très couramment utilisé en optique pour ses forts coefficients non linéaires (30pm/V). De plus, son domaine de transparence permet son utilisation pour des longueurs d'ondes comprises entre 350nm et 5000nm. Le niobate de lithium est également un cristal ferroélectrique dont la polarisation peut être inversée par l'application d'un champ électrique intense. Cela en fait donc un excellent candidat pour la conversion de fréquence par méthode du Quasi Accord de Phase.

IV- 1) Procédés de réalisation des guides Ti :PPLN.

La méthode détaillée de la création de guides d'onde titane à inversion périodique de la non linéarité est schématisée sur la figure suivante.

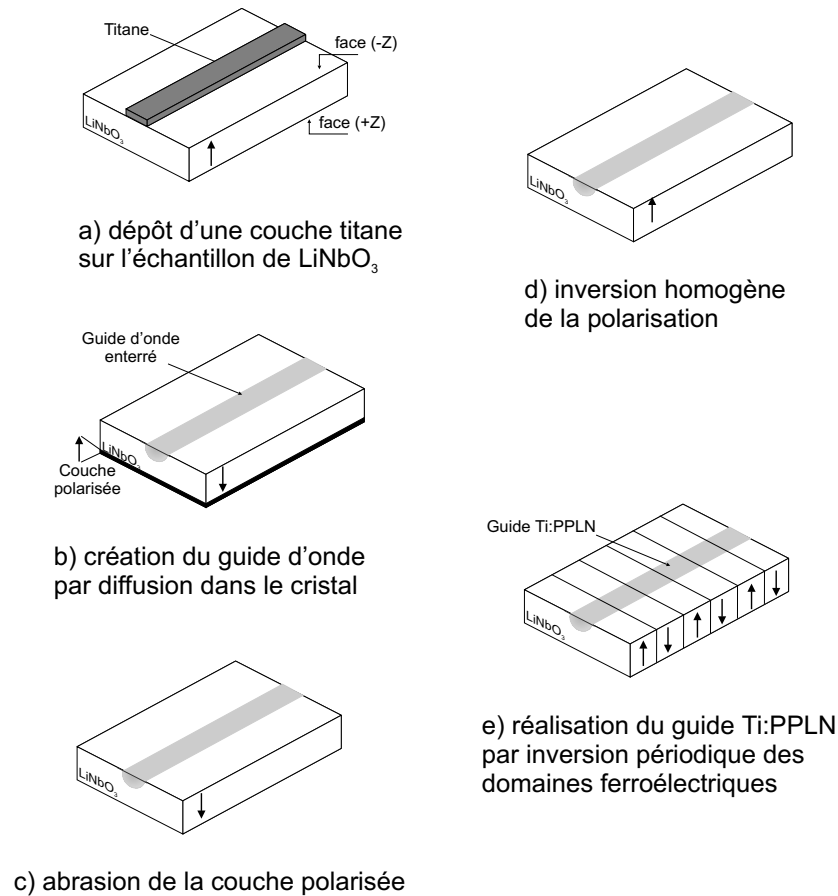


FIG. 1.9 – Processus de réalisation des guides Ti :PPLN.

Des wafers de niobate de lithium (LiNbO_3) de 4 pouces de diamètre et de 0,5mm d'épaisseur sont utilisés comme substrat. Une couche de Titane de 90nm d'épaisseur est déposée par évaporation sur la face (-Z) du substrat de LiNbO_3 . En utilisant la méthode de photolithographie, il est possible de définir des guides canaux plus ou moins larges (figure 1.9 a). Il s'en suit un processus de diffusion des ions Titane pendant plus de 7 heures à 1060°C sous une atmosphère d'argon, suivi d'une heure de post-diffusion à 1060°C sous oxygène (figure 1.9 b). Pendant cette diffusion, une couche superficielle inversement polarisée à l'échantillon se forme sur la face (+Z) (figure 1.9 b). Cette couche gênante pour la création de l'inversion périodique des domaines est supprimée en polissant précautionneusement la face de l'échantillon (figure 1.9 c).

L'étape de la polarisation des domaines est réalisée à partir d'électrodes placées sur la face (+Z) de l'échantillon afin d'obtenir une meilleure définition de la structure PPLN dans le guide. Pour cela, il faut préalablement retourner de manière homogène la polarisation de l'échantillon (figure 1.9 d).

L'inversion périodique des microdomaines est réalisée au moyen d'un fort champ électrique traversant l'échantillon (figure 1.9 e). Cette opération d'inversion de la polarisation est aussi appelée "poling électrique".

Des bandes de résines sont gravées sur la face supérieure du substrat. Leur espacement définit le pas d'inversion périodique Λ nécessaire pour le quasi accord de phase. Typiquement, les pas considérés varient de quelques μm à quelques dizaines de μm . Les espaces libres entre les bandes de résines permettent le dépôt d'électrodes liquides afin de soumettre l'échantillon à un fort champ électrique. L'inversion périodique est alors réalisée sur toute l'épaisseur de l'échantillon (figure 1.10).

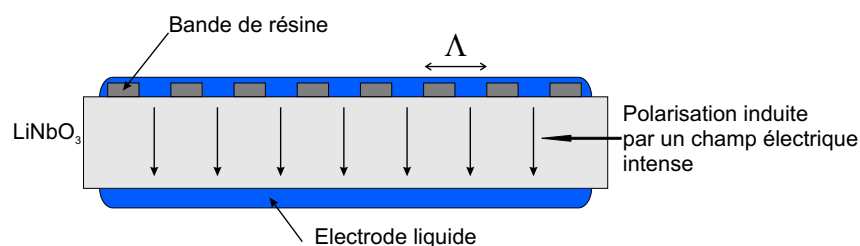


FIG. 1.10 – Inversion périodique des domaines ferroélectriques.

L'homogénéité et le rapport cyclique entre zone inversée et zone non inversée dépendent directement des conditions d'application du champ électrique (durée de l'application du champ, tension et courant).

Après découpe, un polissage et un traitement des faces d'entrée et de sortie permettent de garantir un couplage efficace de l'énergie optique incidente. Des guides plans ou canaux PPLN d'une longueur supérieure à 10cm ont été réalisés.

IV- 2) Caractérisation des guides Ti :PPLN.

La caractérisation d'un guide PPLN consiste à vérifier les performances de celui-ci, tant au niveau du guidage des modes transverses qu'au niveau de la conversion de fréquences et des pertes par propagation.

Le guidage unimodal de la structure est alors caractérisé par la visualisation et l'analyse du profil d'un faisceau guidé par la structure. La caractérisation d'un point de vue non linéaire consiste à déterminer le coefficient non linéaire d'ordre deux, la longueur d'onde centrale d'accord de phase ainsi que la variation de sa position en fonction de la température. Les pertes de propagation sont mesurées par réflexions successives de l'énergie sur les faces du guide PPLN [26].

On peut citer également une autre méthode plus simple et plus directe pour analyser et vérifier la périodicité de l'inversion. Celle-ci consiste en une attaque chimique utilisant un mélange d'acides fluorhydrique et nitrique qui permet de révéler les réseaux inversés. L'analyse de la microstructure par un microscope à balayage électronique est alors réalisée. Cependant, la méthode par attaque chimique dégrade fortement le composant qui n'est alors plus utilisable.

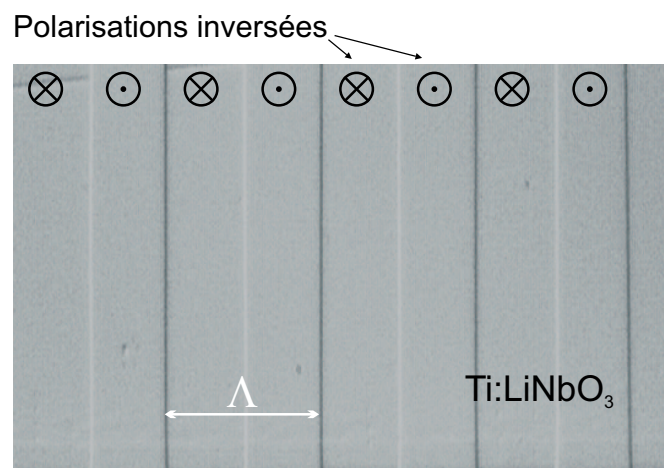


FIG. 1.11 – Microphotographie de la surface révélée d'un échantillon de niobate de lithium à polarisation périodiquement inversée.

IV- 2). a) Montage expérimental permettant la caractérisation de guides Ti :PPLN.

Afin de mesurer la génération de SH obtenue dans le guide et la longueur d'onde centrale d'accord de phase, j'ai utilisé une source laser continue, accordable en longueur d'onde entre 1500nm à 1600nm (Photonics). Elle possède une faible largeur spectrale ($\approx 1MHz$) et délivre une puissance maximale de 5mW. Cette source est pilotée à l'aide d'un ordinateur via un programme sous le logiciel Labview. Le pas d'incrémentatation minimum pour la variation de la longueur d'onde est de 1pm. La sortie fibrée de cette source est connectée à un dispositif de remise en forme spatiale afin de redimensionner le faisceau suivant ses deux dimensions trans-

verses. Ce montage est constitué d'un système d'imagerie (deux collimateurs de même distance focale) et d'un télescope utilisant deux lentilles cylindriques pour créer un faisceau elliptique sur la face d'entrée du guide PPLN. Un polariseur est disposé en entrée du montage pour fixer l'état de polarisation de l'onde incidente. Le guide PPLN est placé dans un four adapté et fabriqué à l'IRCOM. Il permet d'atteindre des températures importantes autour de 220°C, avec une stabilisation de l'ordre de $\pm 0,1^\circ\text{C}$. De plus, une structure extérieure en Téflon maintient une bonne homogénéité de la température au niveau du guide d'onde.

Un mesureur de puissance couplé à deux têtes permet de relever les variations de puissances des ondes au fondamental (entre 1500 et 1600nm : tête AsGa) et second harmonique (entre 750 et 800nm : tête Silicium) à la sortie du guide PPLN.

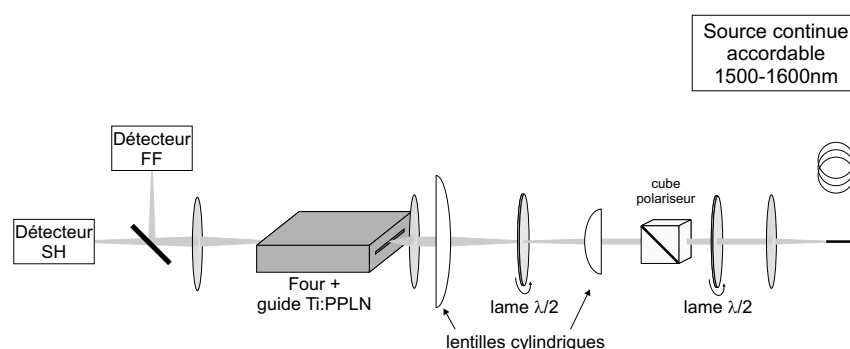


FIG. 1.12 – Montage expérimentale pour la caractérisation des guides Ti :PPLN.

IV- 2). b) Mesure de la conversion de fréquence.

Grâce à ce montage, il est possible de mesurer l'efficacité de conversion $\left(\frac{P_{SH}}{P_{FF}^2}\right)$ en fonction de la longueur d'onde incidente et pour différentes températures. Les résultats des mesures donneront accès au décalage de la longueur d'onde optimale en fonction de la température ($\Delta\lambda_{PM}/\Delta T$) ainsi qu'à la largeur de la bande d'acceptance du doublage de fréquence $\Delta\lambda$. La courbe de conversion de fréquence est tracée en fonction du paramètre Δk . On peut également établir cette courbe en fonction de la longueur d'onde. La figure 1.13 montre des exemples de courbes de conversion obtenues sur un même échantillon pour deux températures égales à 23°C et 290°C.

La courbe de génération de second harmonique est théoriquement définie par un sinus cardinal au carré (paragraphe 2-1).

IV. Réalisation et caractérisation de guides à polarisation périodiquement inversée dans du niobate de lithium (PPLN).

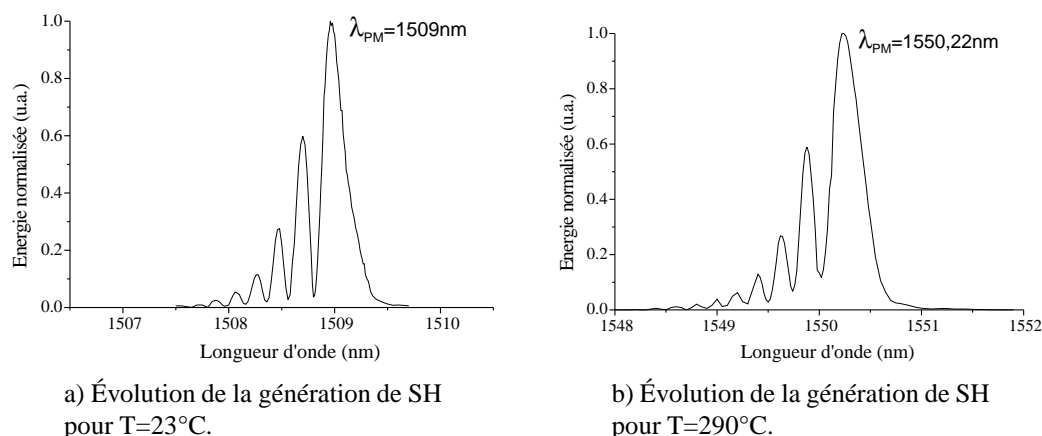


FIG. 1.13 – Mesures du doublage de fréquence en fonction de la longueur d'onde incidente pour deux températures différentes $L_{guide}=63\text{mm}$.

Ici, les courbes mesurées sont asymétriques et ne montrent pas le profil en sinus cardinal au carré prévu théoriquement lorsque la définition de Δk est constante lors de la propagation.

Cette déformation est typique d'une mauvaise uniformité du pas d'inversion (léger glissement de sa valeur) pouvant être due soit à un défaut de masque, soit à une variation de la constante de propagation des ondes due à une mauvaise homogénéité de l'indice du guide d'onde (problème lors de la fabrication et/ou d'homogénéité de la température).

La longueur d'onde du lobe principal permettant un doublage de fréquence maximum dépend de la température. A partir des courbes mesurées à T=23°C ($\lambda_{PM}=1509\text{nm}$), et à T=290°C ($\lambda_{PM}=1550,22\text{nm}$), il est possible de déterminer la variation de la longueur d'onde d'accord de phase en fonction de la température. Ce coefficient est estimé ici à 0,16nm/°C, et sera déterminé pour l'ensemble des cristaux utilisés.

La largeur de la bande d'acceptance spectrale du guide $\Delta\lambda$ (largeur à mi hauteur du pic central) est directement liée à la longueur du celui ci, ainsi qu'à la qualité de l'inversion de la polarisation. Les performances de l'ensemble des guides que j'ai caractérisé à l'IRCOM sont résumées dans le tableau suivant.

Référence du guide PPLN	Longueur (mm)	$\Delta\lambda_{PM}/\Delta T$	$\Delta\lambda$ (nm)	λ_{PM} à 1548nm
STR 319	52	0,14	0,35	-
Pb 193z	58	0,17	0,25	160°C
Pb 194z	68	0,13	0,4	194°C
Pb 306z	63	0,16	0,34	287°C

TAB. 1.2 – Résumé des caractéristiques de différents guides plans PPLN mesurées à l'IRCOM.

Bibliographie

- [1] T. S. Angell et R. E. Kleinman, “Polarizability tensors in low-frequency inverse scattering,” *Radio Science*, **22**, pp. 1120–1126 (décembre 1987).
- [2] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing et P. S. Pershan, “Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric,” *Physical Review*, **127**, pp. 1918–1939 (septembre 1962).
- [3] Y. N. Karamzin et A. P. Sukhorukov, “-,” *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, **11**, pp. 339 (1974).
- [4] K. Hayata et M. Koshiba, “Multidimensional solitons in quadratic nonlinear media,” *Physical Review Letters*, **71**, pp. 3275–3278 (novembre 1993).
- [5] M. J. Werner et P. D. Drummond, “Simultaneous solutions for the parametric amplifier,” *Optical Society of America Journal B Optical Physics*, **10**, pp. 2390–2393 (décembre 1993).
- [6] M. J. Werner et P. D. Drummond, “Strongly coupled nonlinear parametric solitary waves,” *Optics Letters*, **19**, pp. 613–615 (mai 1994).
- [7] W. E. Torruellas, L. Torner, Z. Wang, D. J. Hagan, E. W. van Stryland, G. I. Stegeman et C. R. Menyuk, “Observation of two dimensional spatial solitary waves in a quadratic medium,” *Physical Review Letters*, **74**, pp. 5036–5039 (juin 1995).
- [8] A. V. Buryak et Y. S. Kivshar, “Solitons due to second harmonic generation,” *Physics Letters A*, **197**, pp. 407–412 (février 1995).
- [9] D. E. Pelinovsky, A. V. Buryak et Y. S. Kivshar, “Instability of Solitons Governed by Quadratic Nonlinearities,” *Physical Review Letters*, **75**, pp. 591–595 (juillet 1995).
- [10] C. Etrich, U. Peschel, F. Lederer, B. A. Malomed et Y. S. Kivshar, “Origin of the persistent oscillations of solitary waves in nonlinear quadratic media,” *Physical Review E*, **54**, pp. 4321–4324 (octobre 1996).
- [11] N. R. Belashenkov, S. V. Gagarinskii et M. V. Inochkin, “Nonlinear refraction of light on second-harmonic generation,” *Optic and Spectroscopy*, **66**, pp. 806–808 (juin 1989).
- [12] C. B. Clausen, O. Bang et Y. S. Kivshar, “Spatial Solitons and Induced Kerr Effects in Quasi-Phase-Matched Quadratic Media,” *Physical Review Letters*, **78**, pp. 4749–4752 (juin 1997).

- [13] R. A. Fuerst, M. T. G. Canva, D. Baboiu et G. I. Stegeman, “Properties of type II quadratic solitons excited by imbalanced fundamental waves,” *Optics Letters*, **22**, pp. 1748–1750 (décembre 1997).
- [14] M. T. G. Canva, R. A. Fuerst, S. Baboiu, G. I. Stegeman et G. Assanto, “Quadratic spatial-soliton generation by seeded downconversion of a strong harmonic pump beam,” *Optics Letters*, **22**, pp. 1683–1685 (novembre 1997).
- [15] R. Schiek, Y. Baek, G. I. Stegeman et W. Sohler, “One-dimensional quadratic walking solitons,” *Optics Letters*, **24**, pp. 83–85 (janvier 1999).
- [16] B. Bourliaguet, V. Couderc, A. Barthélémy, G. W. Ross, P. G. R. Smith, D. C. Hanna et C. de Angelis, “Observation of quadratic spatial solitons in periodically poled lithium niobate,” *Optics Letters*, **24**, pp. 1410–1412 (octobre 1999).
- [17] H. Kim, L. Jankovic, G. Stegeman, S. Carrasco, L. Torner, D. Eger et M. Katz, “Quadratic spatial solitons in periodically poled KTiOPO₄,” *Optics Letters*, **28**, pp. 640–642 (avril 2003).
- [18] S. Carrasco, L. Torner, T. J. P., D. Artigas, E. López-Lago, V. Couderc et A. Barthélémy, “Quadratic solitons : existence versus excitation,” *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics IEEE*, **8**, pp. 497–505 (juin 2002).
- [19] S. Carrasco, D. V. Petrov, J. P. Torres, L. Torner, H. Kim, G. Stegeman et J. Zondy, “Observation of self-trapping of light in walk-off-compensating tandems,” *Optics Letters*, **29**, pp. 382–384 (février 2004).
- [20] R. Desalvo, D. J. Hagan, M. Sheik-Bahae, G. I. Stegeman, E. W. van Stryland et H. Vanherzeele, “Self-focusing and self-defocusing by cascaded second-order effects in KTP,” *Optics Letters*, **17**, pp. 28–30 (janvier 1992).
- [21] O. Bang, “Dynamical equations for wave packets in materials with both quadratic and cubic response,” *Optical Society of America Journal B Optical Physics*, **14**, pp. 51–61 (janvier 1997).
- [22] A. V. Buryak et Y. S. Kivshar, “Spatial optical solitons governed by quadratic nonlinearity,” *Optics Letters*, **19**, pp. 1612–1614 (octobre 1994).
- [23] T. J. Alexander, A. V. Buryak et Y. S. Kivshar, “Stabilization of dark and vortex parametric spatial solitons,” *Optics Letters*, **23**, pp. 670–672 (mai 1998).

-
- [24] A. V. Buryak, P. D. Trapani, D. V. Skryabin et S. Trillo, “Optical solitons due to quadratic nonlinearities : from basic physics to futuristic applications,” *Physics Reports*, **370**, pp. 63–235 (novembre 2002).
- [25] A. C. Yew, A. R. Champneys et P. J. McKenna, “Multiple Solitary Waves Due to Second-Harmonic Generation in Quadratic Media,” *Journal of NonLinear Science*, **9**, pp. 33–52 (1999).
- [26] R. Regener et W. Sohler, “Loss in low-finesse Ti :LiNbO₃ optical waveguide resonators,” *Applied Physics B*, **16**, pp. 143 (1985).
- [27] S. Lafortune, P. Winternitz et C. R. Menyuk, “Solutions to the optical cascading equations,” *Physical Review E*, **58**, pp. 2518–2525 (août 1998).
- [28] C. Conti, S. Trillo, P. di Trapani, J. Kilius, A. Bramati, S. Minardi, W. Chinaglia et G. Valiulis, “Effective lensing effects in parametric frequency conversion,” *Optical Society of America Journal B Optical Physics*, **19**, pp. 852–859 (avril 2002).
- [29] W. E. Torruellas, Z. Wang, L. Torner et G. I. Stegeman, “Observation of mutual trapping and dragging of two-dimensional spatial solitary waves in a quadratic medium,” *Optics Letters*, **20**, pp. 1949–1951 (octobre 1995).
- [30] P. di Trapani, G. Valiulis, W. Chinaglia et A. Andreoni, “Two-Dimensional Spatial Solitary Waves from Traveling-Wave Parametric Amplification of the Quantum Noise,” *Physical Review Letters*, **80**, pp. 265–268 (janvier 1998).
- [31] P. di Trapani, A. Bramati, S. Minardi, W. Chinaglia, C. Conti, S. Trillo, J. Kilius et G. Valiulis, “Focusing versus Defocusing Nonlinearities due to Parametric Wave Mixing,” *Physical Review Letters*, **87**, no. 18, pp. 3902 (octobre 2001).
- [32] X. Liu, L. J. Qian et F. W. Wise, “Generation of Optical Spatiotemporal Solitons,” *Physical Review Letters*, **82**, pp. 4631–4634 (juin 1999).

Chapitre 2

Génération et propagation de faisceaux solitons quadratiques dans des guides plans PPLN.

Sommaire

I	Système expérimental utilisé pour la génération de faisceaux solitons.	50
II	Illustration du piégeage spatial dans un guide planaire PPLN.	52
III	Étude de la propagation soliton dans un guide plan PPLN.	54
	III- 1) Piégeage spatial en fonction de l'éclairement.	54
	III- 2) Piégeage spatial en fonction du désaccord en phase.	55
	III- 3) Étude du piégeage pour une taille de faisceau d'entrée plus petite. . .	57
	III- 4) Évolution de la conversion de fréquences lors de la propagation en régime autoguidé.	60
IV	Étude temporelle des impulsions FF et SH en régime d'autoguidage.	61
	IV- 1) Caractérisations temporelles de l'onde fondamentale.	61
	IV- 2) Caractérisation temporelle de l'onde au second harmonique.	64
	IV- 2). a) Fonctionnement du corrélateur et explications des profils d'intercorrélations.	65
	IV- 2). b) Profils des corrélations croisées en fonction du désaccord en phase.	66
	IV- 2). c) Évolution du piégeage temporel en fonction de l'éclairement.	69
V	Analyse spectrale du faisceau soliton.	71
	V- 1) Analyse spectrale des ondes participant au piégeage spatial.	71
	V- 2) Évolution des spectres au FF et au SH en fonction du désaccord en phase	73
	V- 3) Évolution spectrale en fonction de l'éclairement	75
VI	Contenu énergétique du faisceau autoguidé.	76
VII	Conclusion	78
	Bibliographie	81

Les premières expérimentations concernant les solitons spatiaux formés à partir d'interactions paramétriques dans les milieux quadratiques ont eu lieu en 1995 [1, 2]. Ces travaux sont basés sur des prédictions théoriques datant des années 70 [3].

Les solitons quadratiques existent grâce à un piégeage mutuel entre les ondes se propageant dans le milieu non linéaire. Les effets de phase résultant d'un échange d'énergie entre les ondes permettent de compenser les effets de la diffraction. Expérimentalement, ce phénomène d'autoguidage spatial est le plus souvent engendré en focalisant un faisceau à la longueur d'onde fondamentale sur la face d'entrée du cristal non linéaire. Pour une puissance incidente suffisamment importante, il y a rapidement génération d'une composante harmonique et les effets de phase non linéaires compensent exactement les effets de phase linéaires de la diffraction.

Les solitons quadratiques ont la particularité d'être stable et robuste vis-à-vis de perturbations extérieures ou de faibles variations de puissance. Dans certains cas, le comportement des faisceaux solitons peut être apparenté à celui de particules [4, 5]. Ils offrent également un grand potentiel pour la réalisation de systèmes d'adressage et de commutation spatiales ultrarapides. Les premiers travaux expérimentaux concernant l'excitation de solitons quadratiques dans les milieux à inversion périodique des domaines ferroélectriques furent obtenus par B.Bourliaguet en 1999 [6] au sein du laboratoire d'optique de l'IRCOM. Il effectua un travail de caractérisation de la propagation soliton dans un cristal PPLN massif. Il a montré que le régime de propagation autoguidée était possible par la méthode dite du quasi accord de phase et sur une plage de désaccord en phase allant de -5π à $+20\pi$. Dans ses expériences, la durée d'impulsion (45ps) était bien supérieure à la différence de temps de groupe entre les deux ondes se propageant de manière couplée dans le cristal (4,8ps). Le régime d'autoguidage a été obtenu pour des seuils d'éclaircissements de quelques GW/cm^2 . En parallèle à ces travaux expérimentaux, beaucoup de papiers théoriques concernant la propagation de faisceau soliton utilisant la technique du quasi accord de phase ont été publiés [7–9]. Plus récemment, l'excitation de faisceaux autoguidés dans des cristaux quadratiques de type PPKTP a été démontrée [10]. Des propagations solitoniques sur des distances de 3 à 4 longueurs de Fresnel associées au faisceau d'entrée ont été obtenues. Des seuils d'éclaircissement proches de $3GW/cm^2$ ont été nécessaires pour des durées d'impulsions 10 à 15 fois supérieures à la différence de temps de groupe entre les ondes lors de la propagation

dans le cristal.

Or, pour des applications d'adressages optiques ultrarapides pour lesquelles le phénomène soliton semble prometteur, des durées d'impulsions de quelques picosecondes sont requises. Dans ce cadre, une étude portant sur l'impact de la Différence de Vitesse de Groupe (DVG) sur la propagation de faisceaux autopiégés a été réalisée par Carrasco et al. [11]. Elle montre de manière numérique les difficultés à obtenir un piégeage efficace dans cette configuration.

L'objectif de mon travail a été de déterminer si l'excitation de faisceaux solitons spatiaux quadratiques était expérimentalement possible malgré la DVG, afin d'établir si ces phénomènes gardaient un intérêt pour effectuer du routage ultrarapide.

Les études expérimentales détermineront l'impact de la DVG sur le comportement du faisceau autoguidé, au niveau de ses caractéristiques spatiales, temporelles et spectrales. L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus à l'IRCOM sera accompagné par des simulations numériques réalisées par le laboratoire D.E.A de l'université de Brescia.

I Système expérimental utilisé pour la génération de faisceaux solitons.

Le montage expérimental utilisé pour engendrer un faisceau soliton est présenté figure 2.1. Le rôle et les caractéristiques de chaque élément sont détaillés ci-dessous :

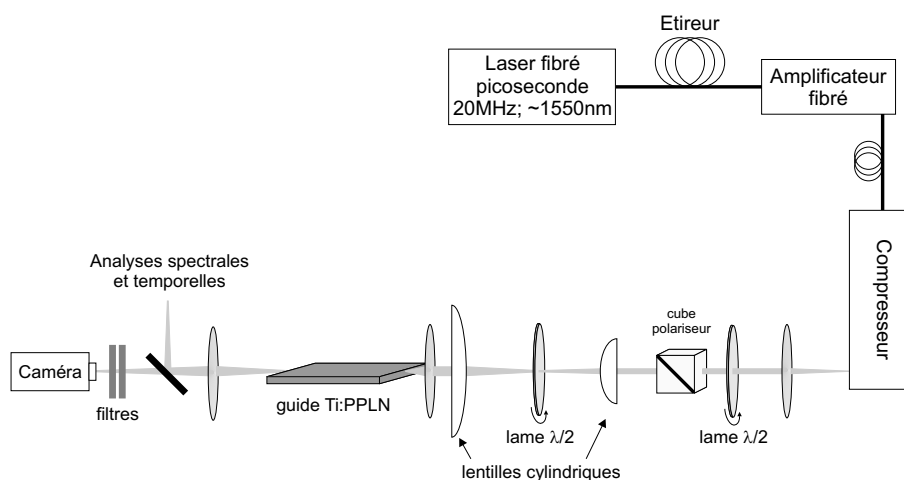


FIG. 2.1 – Schéma du montage expérimental utilisé pour la génération de faisceaux solitons

La source laser :

La source utilisée pour ces expériences se compose d'un laser à fibre dopée Erbium, délivrant des impulsions de 4ps, de profil gaussien, avec un taux de répétition de 20MHz. Ce laser possède une faible plage d'accordabilité comprise entre 1540nm et 1550nm. Sa puissance moyenne est de l'ordre de 5mW. Avant amplification, les impulsions sont préalablement étirées via une fibre hautement dispersive (120ps/nm/km) permettant d'obtenir des impulsions d'une durée de 90ps. Cette fibre est ensuite connectée à un amplificateur à fibres co-dopées Erbium-Ytterbium, pompées par deux diodes lasers de fortes puissances à 975nm (Keopsys). Des impulsions en sortie ayant une énergie de 75nj sont alors recompressées par une paire de réseaux de diffraction (1023 traits/mm). Après optimisation, le système délivre des impulsions de 4ps (largeur totale à mi hauteur) à 1548nm, pour des puissances crêtes de 1kW. La largeur spectrale des impulsions est de 1,7nm et représente 5,3 fois la bande d'acceptance spectrale du guide plan PPLN (cf Chapitre théorie). Le produit $\Delta t \cdot \Delta \nu$ indiquant le taux de recompression est égal à 0,85 et représente près de deux fois le produit minimal d'une impulsion à profil gaussien. La puissance disponible en sortie du laser est contrôlée par une lame demi-onde suivie d'un cube séparateur, l'ensemble constituant un atténuateur. Une autre lame demi onde placée dans le montage permet de modifier l'orientation de la polarisation rectiligne incidente au cristal et d'avoir ainsi accès au coefficient non linéaire d'ordre 2 le plus important du guide PPLN.

Mise en forme spatiale du faisceau :

Un système de deux lentilles cylindriques permet d'ajuster la taille du faisceau sphérique d'entrée. On obtient alors un faisceau elliptique de $76\mu\text{m}$ à mi hauteur (dans le plan non guidé) par $3,9\mu\text{m}$ (dans la dimension guidée) que l'on focalise sur la face d'entrée du cristal. Notons que la focalisation doit se faire simultanément pour les deux plans transverses du faisceau et demande alors un ajustement précis des positions des lentilles de mise en forme.



FIG. 2.2 – Image du faisceau incident elliptique.

Cristal non linéaire :

Ces premières expériences ont été menées dans un guide plan PPLN de 58mm de long et de 10mm de large. Il a été fourni par l'Université allemande de Paderborn dans le cadre du projet IST/FET ROSA. Ce guide a été fabriqué sur un substrat de LiNbO₃ par le principe exposé dans le chapitre 1. La période d'inversion des domaines ferroélectriques est de 16,4 μ m. L'accord de phase parfait pour assurer la génération de l'onde au second harmonique à partir d'une onde fondamentale à 1548nm sera obtenu pour une température de 160°C. Le guide est alors inséré dans un four, dont une modification de la température fait varier les indices de réfraction suivant les équations de Sellmeier [12] et par là même les conditions d'accord de phase. Un travail à hautes températures permet de minimiser les effets photo réfractifs (modifications locales de l'indice de réfraction liées à la fluence du matériau) dommageables pour le piégeage spatial du faisceau. La longueur du cristal représente ici 3,2 fois la longueur de diffraction associée au faisceau incident. Aux longueurs d'ondes de travail (FF=1548nm et SH=774nm), la différence de temps de groupe entre l'onde FF et l'onde SH lors de la traversée du cristal représente une durée de 19ps, qui est ici environ 5 fois supérieure à la durée d'impulsion. La dispersion chromatique concernant les impulsions est ici négligeable (de l'ordre de la centaine de fs).

Acquisition d'images :

Une caméra Exitech associée au programme d'analyse SPIRICON LBA-100 visualise une image agrandie du faisceau au niveau de la face de sortie du guide plan PPLN. Un second système composé d'un oscilloscope et d'une photodiode rapide permet d'ausculter par balayage le faisceau de sortie, et d'améliorer la dynamique de détection. Un filtre passe haut ou passe bas sélectionne la composante fondamentale ou second harmonique.

II Illustration du piégeage spatial dans un guide planaire PPLN.

Dans les expériences, la propagation autopiégée du faisceau s'effectue en injectant uniquement l'onde au fondamental dans le guide plan PPLN. L'onde à la fréquence double (SH) est engendrée par l'onde FF après quelques millimètres de propagation dans le milieu non linéaire. Plusieurs paramètres influencent la génération de l'onde SH et donc le régime soliton. Pour une impulsion d'entrée dont la durée et la largeur spectrale sont fixes, j'ai étudié le piégeage spatial en fonction de la puissance incidente, en fonction de la taille du faisceau d'entrée et en fonction de la température du guide plan PPLN (conditions d'accord de phase). Sauf indication,

les courbes présentées sont relatives aux mesures de profils spatiaux de l'onde FF à la sortie du guide après la propagation dans le cristal. Les profils expérimentaux sont comparés aux profils des faisceaux calculés numériquement à l'Université de Brescia. La première expérience est menée en injectant un faisceau de $76\mu\text{m}$ FWHMI à $\lambda=1548\text{nm}$. La figure 2.3 présente les profils expérimentaux et numériques du faisceau propagé pour deux régimes de fonctionnement différents.

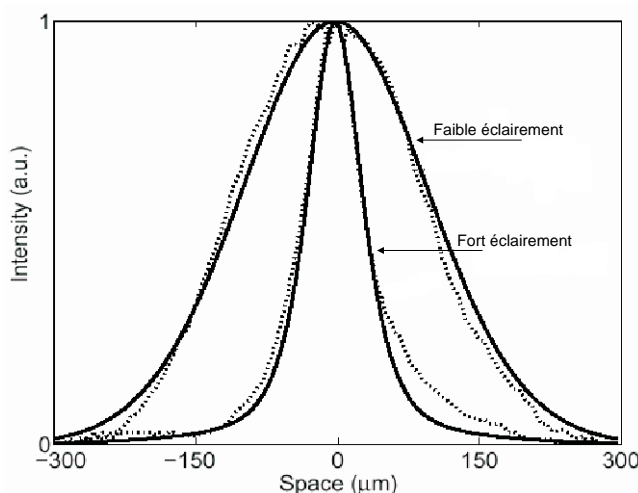


FIG. 2.3 – Exemples de profils spatiaux du faisceau en sortie du guide PPLN après intégration dans le temps, $\Delta kL = 18\pi$, Faible éclairement : $I = 10\text{MW}/\text{cm}^2$, Fort éclairement : $I = 150\text{MW}/\text{cm}^2$, Traits pointillés : profils expérimentaux ; Traits pleins : profils numériques.

Pour un régime de faible éclairement (régime linéaire), le faisceau s'est élargi sous l'action de la diffraction. Le profil transverse dans ce régime quasi linéaire (faible éclairement) définit une largeur du faisceau en sortie proche de $246\mu\text{m}$. Cette valeur correspond à la taille d'un faisceau initial de $76\mu\text{m}$ diffractant après une propagation dans le guide plan PPLN de 58 mm.

Pour un fort éclairement $I = 150\text{MW}/\text{cm}^2$, et pour un désaccord en phase suffisamment positif $\Delta kL = 18\pi$ ($T=142^\circ\text{C}$), les effets non linéaires compensent l'effet de diffraction et maintiennent la propagation du faisceau en régime autopiégé. La taille du faisceau en sortie est ici identique à celle du faisceau incident de $76\mu\text{m}$. Les simulations numériques calculées par l'Université de Brescia, considérant les mêmes conditions spatiales et temporelles, observent le même comportement d'autoguidage. Malgré la durée des impulsions plus petite que la différence de temps de groupe entre les ondes FF et SH, un faisceau soliton quadratique a pu être excité. La dépendance du piégeage en fonction des valeurs de l'éclaircement et du désaccord en phase est étudiée dans les paragraphes suivants.

III Étude de la propagation soliton dans un guide plan PPLN.

III- 1) Piégeage spatial en fonction de l'éclairement.

La notion d'éclairement, en W/m^2 , relie à la fois la puissance et la taille du faisceau incident dans les deux dimensions transverses. Pour une durée et une fréquence de répétition de l'impulsion données par le laser et pour une taille de faisceau d'entrée fixe, la variation de l'éclairement se fait par la modification de la puissance incidente grâce à un atténuateur optique. Un exemple de l'évolution du diamètre du faisceau de sortie en fonction de l'éclairement est présenté figure 2.4. Les mesures ont été prises à une température de 151°C ($\Delta kL = 9\pi$).

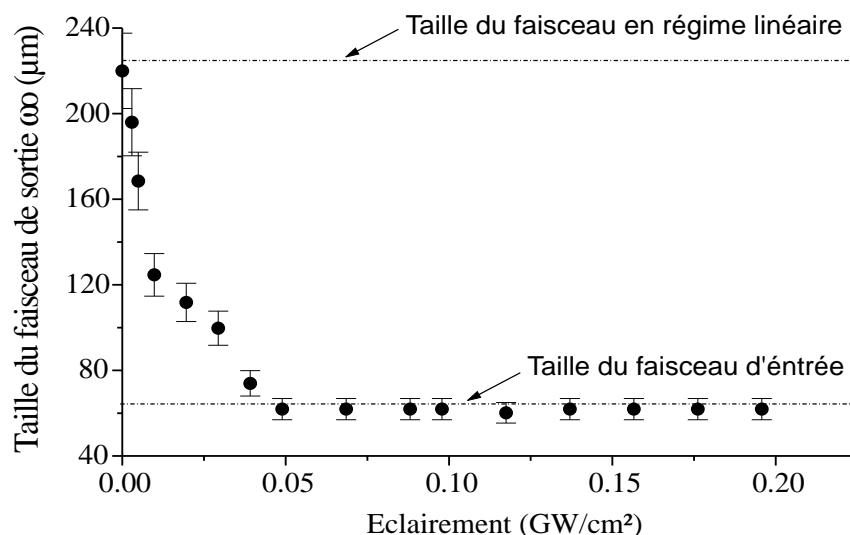


FIG. 2.4 – Évolution de la taille du faisceau de sortie en fonction de l'éclairement couplé dans le guide, $\Delta kL = 8\pi$, Taille du faisceau = $76\mu\text{m}$ (3,2 fois la longueur de Fresnel).

Il est clairement montré sur cette figure que l'augmentation de l'éclairement conduit à une évolution importante de la taille du faisceau de sortie. Le seuil d'apparition de la propagation solitonique est évalué en considérant une taille de faisceau de sortie égale à la taille du faisceau d'entrée. Dans ces conditions, le seuil de piégeage est estimé à $50\text{MW}/\text{cm}^2$. A titre de comparaison cette valeur correspond à un éclairement 40 fois plus faible que celui nécessaire au piégeage d'un faisceau de même taille dans un cristal massif PPLN. Ce niveau d'éclairement est également le seuil le plus faible publié actuellement pour la génération d'un faisceau soliton quadratique. La propagation soliton est basée sur l'interaction et le piégeage mutuel de l'onde FF et de l'onde SH. Dans ces conditions, un recouvrement spatial mais aussi temporel est indispensable entre ces deux ondes. Les échanges d'énergie mutuels au cours de la propagation

(pour $\Delta kL = 8\pi$) imposent aux ondes FF et SH de "voyager" à la même vitesse malgré leur différence d'indice. Aux vues des observations spatiales, il est fortement probable qu'une partie importante du décalage temporel entre les ondes FF et SH sous l'effet de la DVG ait été compensée. Les effets de recouvrement temporel feront l'objet d'une analyse détaillée ultérieure.

III- 2) Piégeage spatial en fonction du désaccord en phase.

Les échanges énergétiques entre les ondes FF et SH sont à la base du piégeage spatial et ils dépendent directement des conditions d'accord de phase. Il faut rappeler que pour une température supérieure à celle définie pour l'accord de phase parfait, le désaccord en phase est dit négatif. Inversement, une température inférieure va se traduire par un désaccord en phase positif.

Sur la figure 2.5 est représentée l'évolution du profil du faisceau en fonction du désaccord en phase. Ici, la durée de l'impulsion incidente est plus petite que la Différence de Temps de Groupe (DTG).

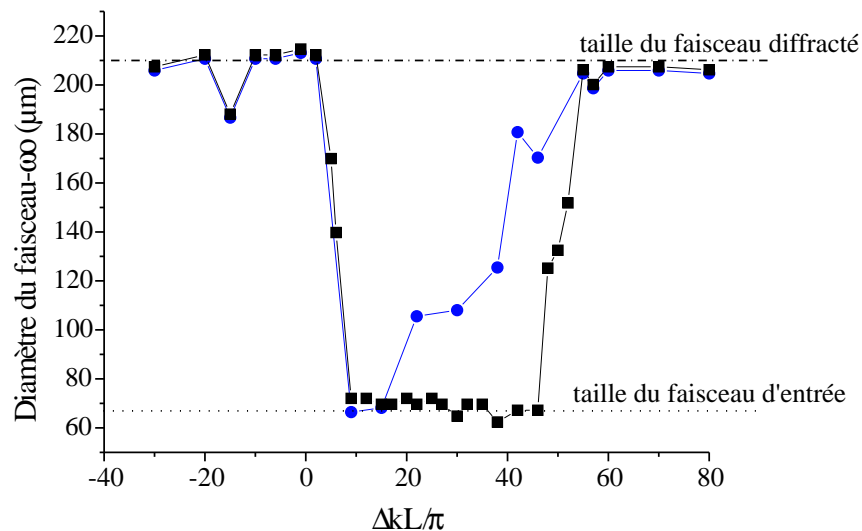


FIG. 2.5 – Évolution de la taille du faisceau de sortie en fonction du désaccord en phase pour deux éclairages incidents : $150 MW/cm^2$ (carrés), $68 MW/cm^2$ (ronds).

On constate que le piégeage spatial est obtenu uniquement pour un désaccord en phase positif compris entre 8π et 46π . Cela signifie donc que l'utilisation d'impulsions lasers de faible durée par rapport à la DTG modifie fortement les conditions de piégeage. Dans le cas présent, l'impulsion cinq fois plus courte que la différence de temps de groupe ne permet pas d'obtenir un régime de propagation soliton pour un désaccord en phase positif inférieur à 8π . Au delà de

46π , les effets non linéaires n'arrivent plus à compenser les effets de la diffraction. Le faisceau s'élargit alors jusqu'à retrouver une taille équivalente à celle d'un faisceau se propageant en régime linéaire.

Dans le cas d'un éclaircissement incident plus faible ($68 MW/cm^2$), le domaine de piégeage en fonction du désaccord en phase se réduit, ici entre 8π et 16π . Au delà, le faisceau subit un élargissement progressif.

A l'accord de phase parfait, aucun piégeage spatial n'a été obtenu. Pour ces conditions, les phénomènes non linéaires n'arrivent pas à compenser à la fois la diffraction et la différence de vitesse de groupe. Il semblerait que les effets de cascade plus nombreux en régime de désaccord en phase aient un rôle déterminant pour la formation du régime autoguidé.

Enfin, pour des désaccords en phase négatifs, aucun effet de piégeage n'est observé pour les niveaux de puissances utilisés. L'effet de défocalisation présent sur l'onde fondamentale pour les désaccords en phase négatifs, associé à la forte différence de vitesse de groupe semblent interdire la formation du régime soliton.

Dans un second temps, j'ai enregistré la taille du faisceau en sortie en fonction de l'éclaircissement pour différentes valeurs de désaccord en phase positif (figure 2.6).

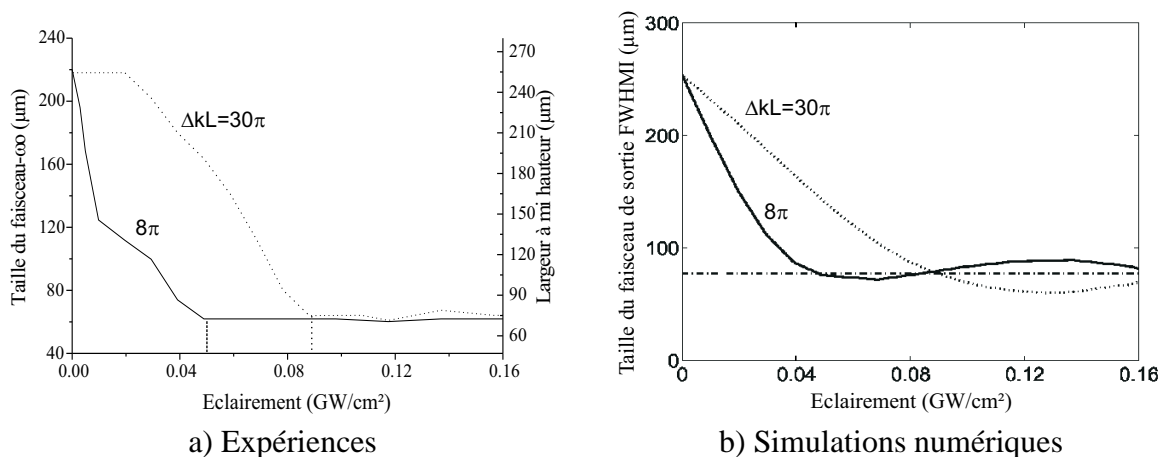


FIG. 2.6 – Évolution de la taille du faisceau de sortie pour deux désaccords en phase, Taille du faisceau= $76\mu m$, Traits pleins : $\Delta kL = 8\pi$; Traits pointillés : $\Delta kL = 30\pi$.

Pour une taille de faisceau de $76\mu m$ ($L_{guide} \simeq 3$ fois la Longueur de Fresnel), le seuil d'apparition du piégeage soliton est de l'ordre de $50 MW/cm^2$ ($\Delta kL = 8\pi$). Une augmentation du désaccord en phase a pour effet de diminuer les effets non linéaires à l'origine de la compensation de la diffraction. Le phénomène d'autoguidage n'est alors de nouveau possible que

pour une augmentation de la puissance d'entrée. Un seuil de piégeage de $85 MW/cm^2$ a été mesuré pour un désaccord en phase de 30π . L'augmentation du coefficient ΔkL impose un seuil d'éclairement de piégeage plus important. Il apparaît également un très bon accord des simulations numériques avec les résultats expérimentaux sur l'évolution de la taille des faisceaux ainsi que sur les valeurs des seuils enregistrés.

Après plusieurs mesures à différentes températures correspondant à plusieurs valeurs de désaccord en phase, j'ai pu déduire l'évolution du seuil de piégeage en fonction du désaccord en phase (figure 2.7).

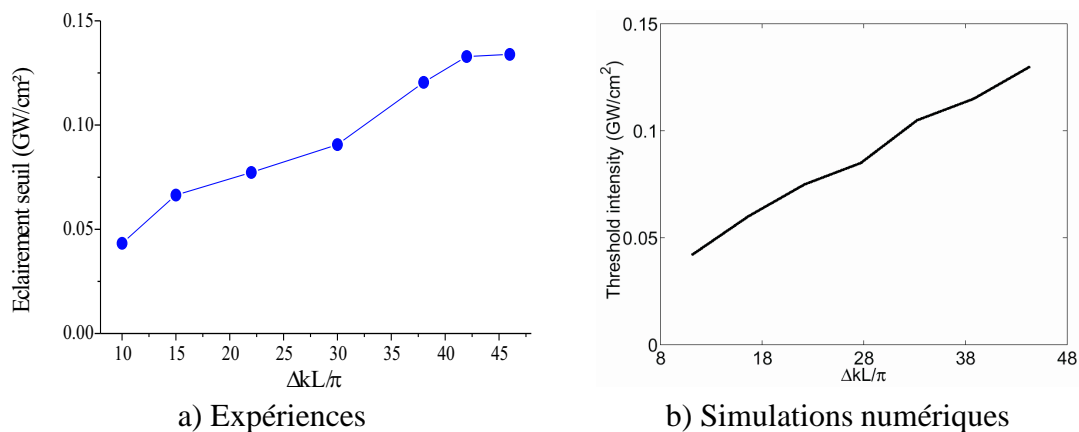


FIG. 2.7 – Évolution du seuil de piégeage soliton en fonction du désaccord en phase, Taille du faisceau = $76\mu m$.

Le seuil augmente quasi linéairement avec le désaccord en phase. Un accroissement de 10π induit une augmentation de $40 MW/cm^2$ sur la valeur du seuil de piégeage soliton. Ce comportement confirme le fait que, dans le cas d'importants désaccords en phase positifs où les solitons quadratiques peuvent être assimilés à des solitons de type Kerr, le seuil de piégeage est inversement proportionnel à Δk [9].

III- 3) Étude du piégeage pour une taille de faisceau d'entrée plus petite.

J'ai effectué les mêmes études de piégeage spatial en modifiant la taille transverse du faisceau d'entrée qui est désormais égale à $56\mu m$ (FWHMI). Une nouvelle optimisation de la chaîne laser et la réduction des dimensions du faisceau permettent d'obtenir un éclairement maximal de $350 MW/cm^2$ à la longueur d'onde de $1547 nm$. La longueur du guide représente alors 5 à 6

fois la longueur de diffraction. Le changement de la longueur d'onde des impulsions (1548nm à 1547nm) modifie la température d'accord de phase, elle est désormais de 156°C. La figure 2.8 reporte les profils du faisceau de sortie pour différents désaccord en phase.

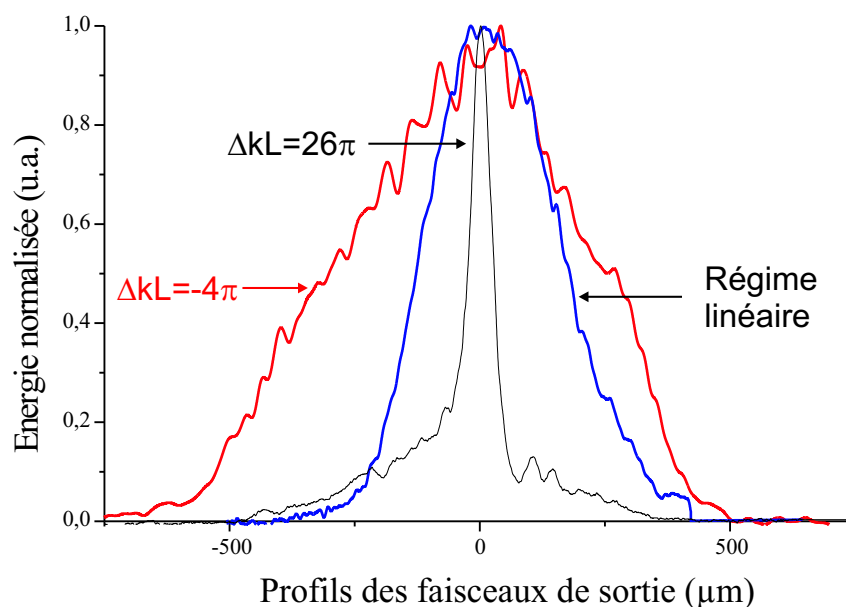


FIG. 2.8 – Profils normalisés du faisceau de sortie pour un désaccord en phase positif et un désaccord en phase négatif, Taille du faisceau=56 μm , $I = 300\text{MW}/\text{cm}^2$.

Comme dans la configuration précédente, aucun piégeage spatial n'est observé pour un désaccord de phase négatif. Par contre, l'augmentation de l'éclairement incident montre clairement un effet de défocalisation dans cette région. La taille en sortie pour $\Delta kL = -4\pi$ vaut près de 500 μm alors que la taille du faisceau après propagation en régime linéaire est de l'ordre de 320 μm . L'élargissement est près de deux fois plus important que celui induit par la simple diffraction du faisceau. Ce phénomène de défocalisation est sensible à la densité de puissance alors qu'il n'était pas significatif pour un faisceau de 76 μm . En effet, il existe un effet défocalisant sur l'onde fondamentale en régime de désaccord en phase négatif à cause des échanges d'énergies entre les ondes FF et SH. Même si la DVG empêche un fort échange mutuel d'énergie permanent, la densité de puissance de l'onde FF permet une génération de SH et des échanges qui conduisent à la défocalisation du faisceau. Cet effet défocalisant décroît lorsque le désaccord en phase est très négatif car la génération de SH devient importante.

Des études plus détaillées du comportement du faisceau en fonction du désaccord en phase et en fonction de l'éclairement ont été réalisées et sont reportées figure 2.9 et 2.10.

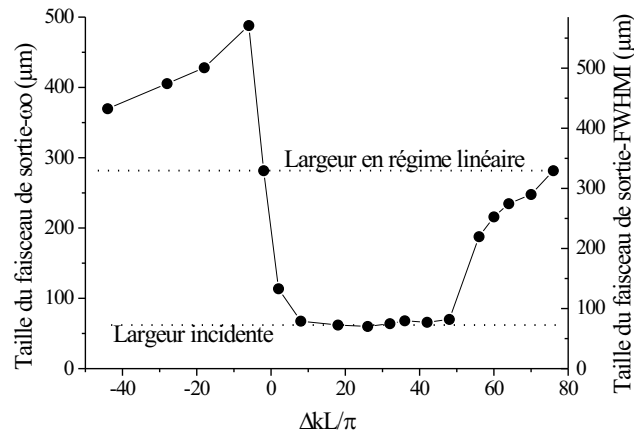


FIG. 2.9 – Évolution de la taille du faisceau de sortie en fonction du désaccord en phase, Taille du faisceau = $56\mu\text{m}$, $I = 350\text{MW}/\text{cm}^2$.

L'évolution de la courbe pour les désaccords en phase positifs est similaire à celle mesurée pour le faisceau de $76\mu\text{m}$. Le phénomène d'autoguidage spatial est maintenu pour une plage de désaccords en phase positifs de 7π à 50π . Un effet de défocalisation important apparaît pour des désaccords en phase négatifs (-5π à -40π). Cet élargissement diminue alors avec les effets non linéaires. L'élargissement n'est plus que de 15% pour un désaccord en phase de -40π .

Ce phénomène de défocalisation est également visible sur la figure 2.10. On note un élargissement progressif quasi linéaire de la taille du faisceau de sortie en fonction de l'éclairement.

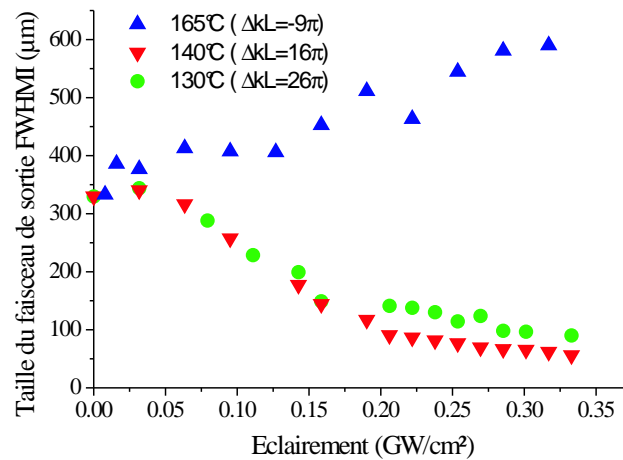


FIG. 2.10 – Évolution de la taille en fonction de l'éclairement pour trois désaccords en phase, $\Delta kL = -9\pi$, $\Delta kL = 16\pi$, $\Delta kL = 26\pi$, Taille du faisceau = $56\mu\text{m}$.

Pour un désaccord en phase de 16π (ronds), le piégeage spatial apparaît pour un seuil de $275 MW/cm^2$. Cette nette augmentation du seuil par rapport au $50 MW/cm^2$ mesuré pour le faisceau de $76\mu m$ s'explique par l'augmentation de la divergence subie par le faisceau. L'augmentation du seuil en fonction de la taille du faisceau d'entrée est cohérente avec les expressions théoriques développées dans le Chapitre 1, et avait déjà été observée dans les cristaux PPLN massifs par B.Bourliaguet sans effet prépondérant de la vitesse de groupe [13].

III- 4) Évolution de la conversion de fréquences lors de la propagation en régime autoguidé.

Cette étude a pour but de déterminer le poids respectif des ondes fondamentale et second harmonique entrant dans la composition du faisceau soliton. Les courbes de la figure 2.11 ont été prises pour un faisceau de $76\mu m$ (FWHMI) en régime de propagation soliton ($\Delta kL = 9\pi$). J'ai mesuré le rendement de conversion du SH donné par le rapport des puissances de sortie $P_{SH}/(P_{FF}+P_{SH})$ ainsi que la taille du faisceau en fonction de l'éclairement.

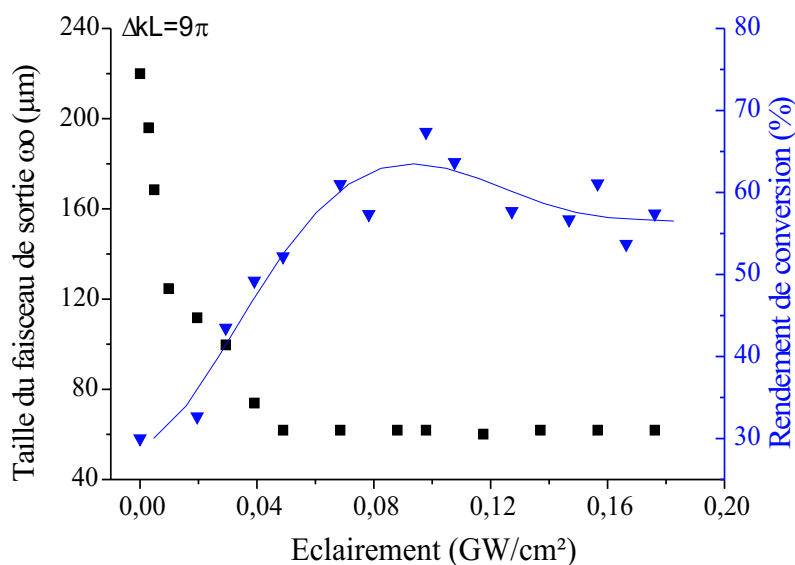


FIG. 2.11 – Taille du faisceau de sortie et rendement de conversion en fonction de l'éclairement incident.

Pour des éclairements inférieurs au seuil de piégeage, la génération du second harmonique augmente de manière quadratique. Au delà de ce seuil de piégeage spatial, le rendement de conversion arrive à saturation avec un taux de conversion de 60%. Cet effet de saturation de l'énergie au second harmonique est à la base du régime d'autopiégeage, et assure la stabilité et

la robustesse du phénomène vis à vis de perturbations extérieures. C'est la raison pour laquelle les solitons quadratiques sont stables en deux dimensions à l'inverse des soliton dits "Kerr" (milieu non linéaire d'ordre 3) où il n'existe pas de saturation de la non linéarité, en dehors toutefois d'une éventuelle contribution non linéaire d'ordre cinq.

IV Étude temporelle des impulsions FF et SH en régime d'autoguidage.

Les solitons quadratiques résultent du piégeage mutuel entre les ondes FF et SH. Les échanges d'énergie dans les domaines spatial et temporel sont étroitement liés. Les résultats précédents ont montré que l'on pouvait compenser la diffraction spatiale malgré une impulsion d'excitation plus courte que la différence de temps de groupe entre les deux ondes (FF et SH). Ce phénomène d'autoguidage nécessite pourtant une superposition spatiale et temporelle de ces composantes.

L'étude systématique de l'évolution des profils des impulsions FF et SH et de leur position respective dans le temps (après propagation) devrait donc mettre en évidence une compensation quasi complète de la différence de vitesse de groupe entre les impulsions FF et SH. Pour cela, j'ai étudié la distribution temporelle de l'énergie des impulsions au fondamental et au second harmonique à partir de méthodes d'autocorrélations et d'intercorrélations non colinéaires.

Ces analyses ne demandent pas une caractérisation complète du profil temporel d'impulsion (amplitude et phase) qui aurait nécessité une mise en œuvre expérimentale conséquente (FROG [14], SPIRIT [15], SPIDER [16]).

Dans un premier temps, j'ai caractérisé le profil en énergie de l'impulsion de l'onde fondamentale en fonction des conditions de piégeage du faisceau. Pour cela j'ai effectué l'autocorrélation du faisceau de sortie. Dans un second temps, j'ai étudié la répartition temporelle de l'onde au second harmonique par l'intermédiaire d'une corrélation croisée (intercorrélations) entre les deux composantes FF et SH du faisceau.

IV- 1) Caractérisations temporelles de l'onde fondamentale.

Pour les dimensions des guides de niobate de lithium considérés, les durées des impulsions laser employées ne sont pas assez courtes pour observer l'influence de la dispersion d'ordre deux au cours de la propagation. En revanche, la différence de vitesse de groupe entre les ondes

peut modifier le profil de l'impulsion de sortie.

Les caractérisations temporelles de l'onde FF sont enregistrées à partir d'une autocorrélation basée sur la génération du second harmonique en régime non colinéaire en utilisant un cristal de BBO.

L'évolution de la durée d'autocorrélation de l'onde FF en fonction du désaccord en phase a été enregistrée (figure 2.12). Cette courbe peut se diviser en plusieurs parties.

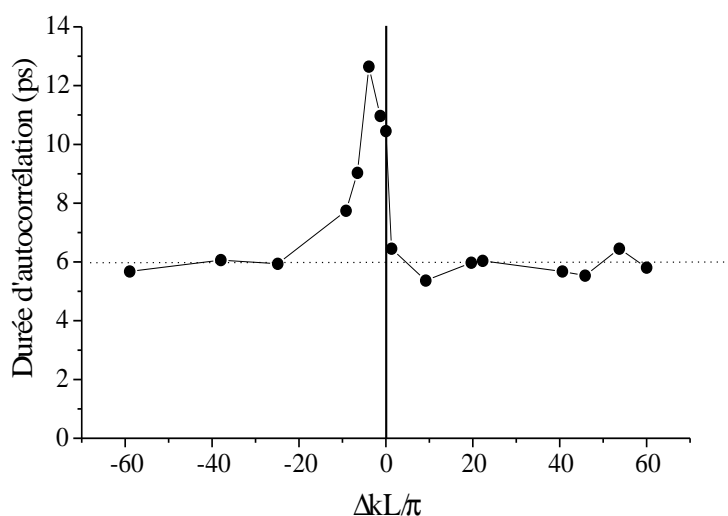


FIG. 2.12 – Largeurs des courbes d'autocorrélation des impulsions de sortie de guide en fonction du désaccord en phase, $I = 300 MW/cm^2$.

- Pour un désaccord en phase négatif (de -60π à -8π), la durée de l'impulsion de sortie est sensiblement égale à celle d'entrée. Dans cette zone, le faisceau subit une défocalisation spatiale qui diminue considérablement la puissance crête du faisceau incident. Dans ces conditions, les effets non linéaires sont atténués et l'impulsion lumineuse se propage sans perturbation à la vue de la courbe d'autocorrélation. L'impulsion de sortie est de durée égale à celle de l'entrée.
- Proche de l'accord de phase parfait, les profils d'autocorrélation présentent un élargissement et une déformation importante (figure 2.13 a)). Cette modification résulte de la forte déplétion de l'onde FF due à la conversion de fréquence, combinée à l'effet de la DVG entre les ondes FF et SH. L'impulsion de sortie est alors scindée en plusieurs sous impulsions. Ce phénomène a été retrouvé et confirmé par les simulations numériques réalisées par l'Université de Brescia (figure 2.13 b) et c)).

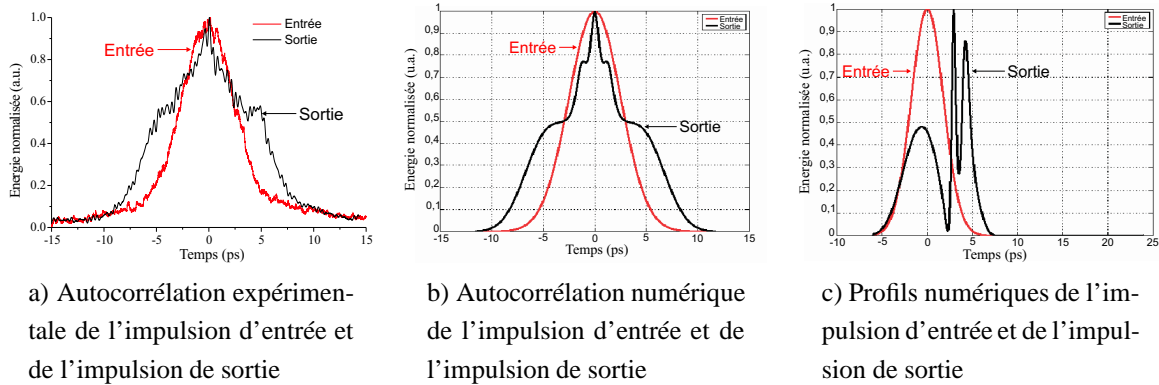


FIG. 2.13 – Exemples de profils d'autocorrélation et de profils d'impulsions obtenus en régime de désaccord en phase faiblement négatif ; $\Delta kL = -5\pi$, $I = 300MW/cm^2$.

- Lorsque le piégeage spatial est atteint, donc pour un désaccord en phase positif ($\Delta kL > 7\pi$), les autocorrélations enregistrées montrent des profils de type gaussien identiques à l'autocorrélation d'entrée sans distorsions significatives (figure 2.14).

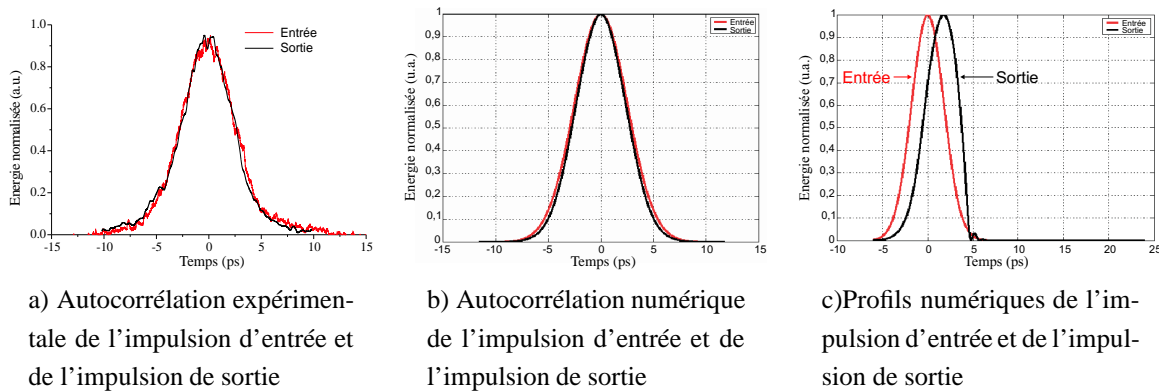


FIG. 2.14 – Exemples de profils d'autocorrélation et de profils d'impulsions obtenus en régime de désaccord en phase positif ; $\Delta kL = 18\pi$, $I = 300MW/cm^2$.

Une approche analytique a conduit à la même conclusion et une analyse fine a montré un phénomène d'autoraidissement temporel du front avant de l'impulsion de sortie. Cet effet se traduit par une dissymétrie du profil de l'impulsion FF. L'altération du profil temporel, visible sur la figure 2.14 c), n'a pas pu être mis en évidence expérimentalement. La faible distorsion de l'impulsion n'induit que de très faibles effets sur le profil d'autocorrélation. Seule une étude poussée de l'impulsion par des méthodes d'analyse d'impulsions courtes (SPIRIT, ...) permettrait de mettre en évidence ce phénomène.

Une étude des profils des autocorrélations (FF) pour différents éclaircements supérieurs à l'éclaircissement seuil a été réalisée. Aucun changement significatif n'a été noté dans l'allure et la largeur des courbes. On peut donc conclure d'après les résultats expérimentaux que le piégeage

spatial ne modifie pas de manière importante le profil de l'impulsion à l'onde fondamentale. De plus, la propagation autopiégée du faisceau semble stabiliser l'impulsion qui a tendance à se scinder pour de faibles désaccords en phase. Cette forte stabilité du phénomène non linéaire est effective même pour des éclairagements importants (5x le seuil de piégeage soliton).

IV- 2) Caractérisation temporelle de l'onde au second harmonique.

Afin de mesurer le profil temporel de l'onde au second harmonique, j'ai utilisé une méthode de corrélation croisée entre les ondes FF et SH. Le faisceau de sortie avec les deux composantes est envoyé dans les deux bras du corrélateur (figure 2.15). Le cristal de BBO est orienté pour la génération non colinéaire de la somme de fréquences entre FF (1547nm) et SH (773,5nm). Un filtre optique coloré permet de sélectionner uniquement le rayonnement à 516nm.

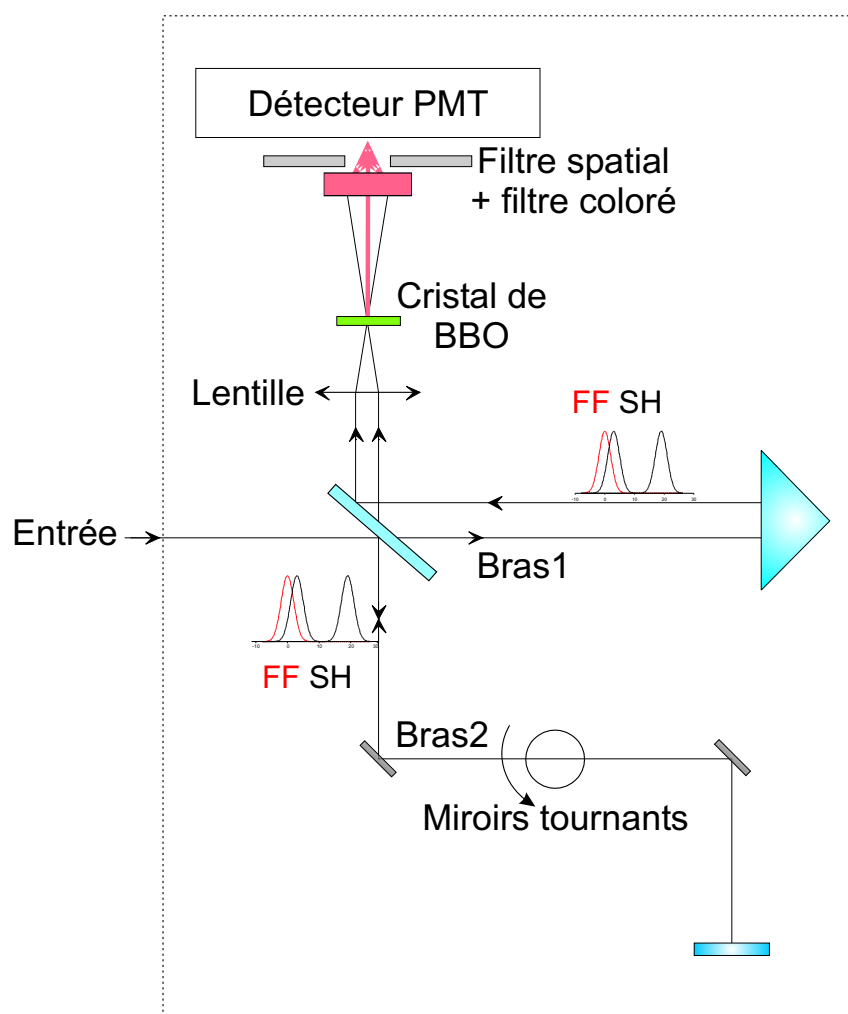


FIG. 2.15 – Schéma de montage du corrélateur.

Les évolutions des profils de l'onde au SH ont été étudiées en fonction de l'éclairement et des conditions d'accord de phase. Les intercorrélations obtenues fournissent le retard relatif entre l'onde au FF et l'onde au SH. Le profil temporel de l'impulsion au SH est déduite en connaissant le profil de l'onde fondamentale.

IV- 2). a) Fonctionnement du corrélateur et explications des profils d'intercorrélations.

Dans le but d'expliquer les profils des courbes d'intercorrélations pouvant être obtenues, j'ai supposé une répartition temporelle donnée entre les ondes FF et SH (figure 2.16)

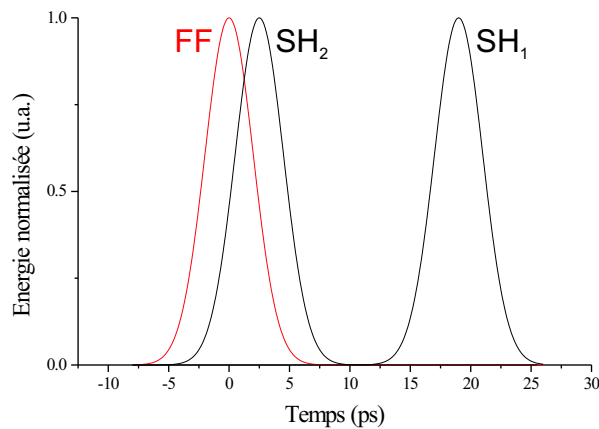


FIG. 2.16 – Hypothèse de la répartition temporelle des ondes FF et SH.

L'onde fondamentale est représentée par une impulsion unique de profil quasi gaussien. L'onde SH est supposée être composée de deux impulsions de type quasi gaussienne, représentant l'énergie piégée avec l'onde fondamentale (SH₂) et l'énergie ayant subi la différence de vitesse de groupe (SH₁).

Dans cette hypothèse, trois impulsions (une au fondamentale et deux au second harmonique) sont envoyées sur chaque bras du corrélateur (voir figure 2.17). Les corrélations croisées présenteront alors quatre pics dont la répartition est expliquée ci-dessous.

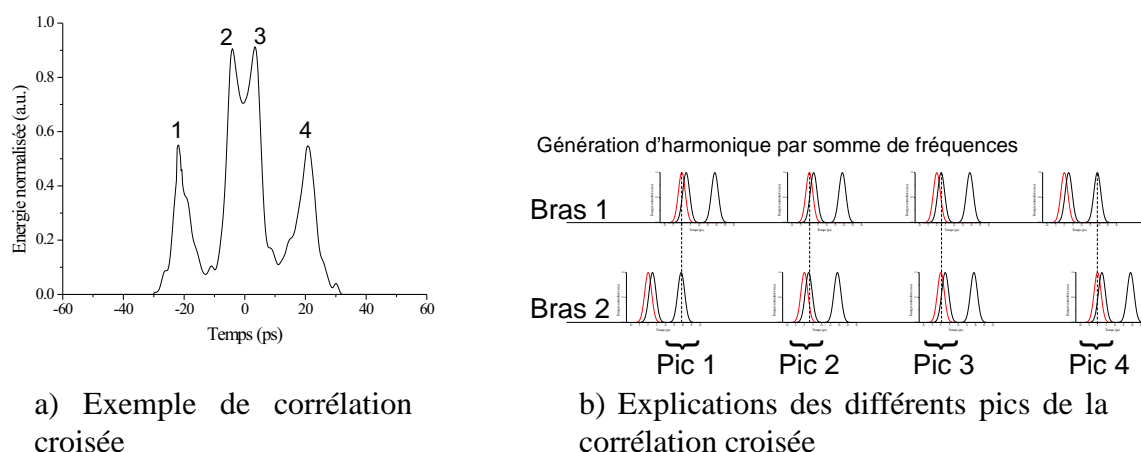


FIG. 2.17 – Exemple de profil d'intercorrrelation obtenu en utilisant le profil de répartition présenté figure 2.16

Pic1 : Le premier pic est le résultat de la somme de fréquence entre l'onde FF du bras 1 et l'impulsion décalée (DVG) de l'onde au SH du bras 2 (SH_1).

Pic2 : Le deuxième pic est issu de la conversion de fréquences entre l'onde FF du bras 1 et de l'onde au SH (SH_2) accolée à l'onde FF du bras 2.

Par symétrie, les pics 3 et 4 correspondent à la conversion de fréquences entre l'onde fondamentale du bras 2 et les deux impulsions au SH du bras 1 (cf figure 2.17 b)).

A partir de l'analyse des courbes d'intercorrrelation (positions et hauteurs des pics), je pourrai déterminer la quantité d'énergie de l'onde au SH qui a subit une décélération pour rester piégé avec l'onde FF.

Dans cette partie je présente les résultats expérimentaux concernant l'étude de la distribution temporelle de l'énergie de l'onde SH. Cette étude a été réalisée en fonction du désaccord en phase ainsi qu'en fonction de l'éclairement incident du faisceau fondamental en entrée.

IV- 2). b) Profils des corrélations croisées en fonction du désaccord en phase.

Les profils des courbes d'intercorrrelations obtenues expérimentalement sont similaires à ceux attendus. Sur la figure 2.18, j'ai tracé l'évolution de la distance entre les deux pics les plus intenses des courbes d'intercorrrelations en fonction des conditions de désaccord en phase. Ces pics représentent la position temporelle du maximum d'énergie de l'onde SH par rapport au fondamental.

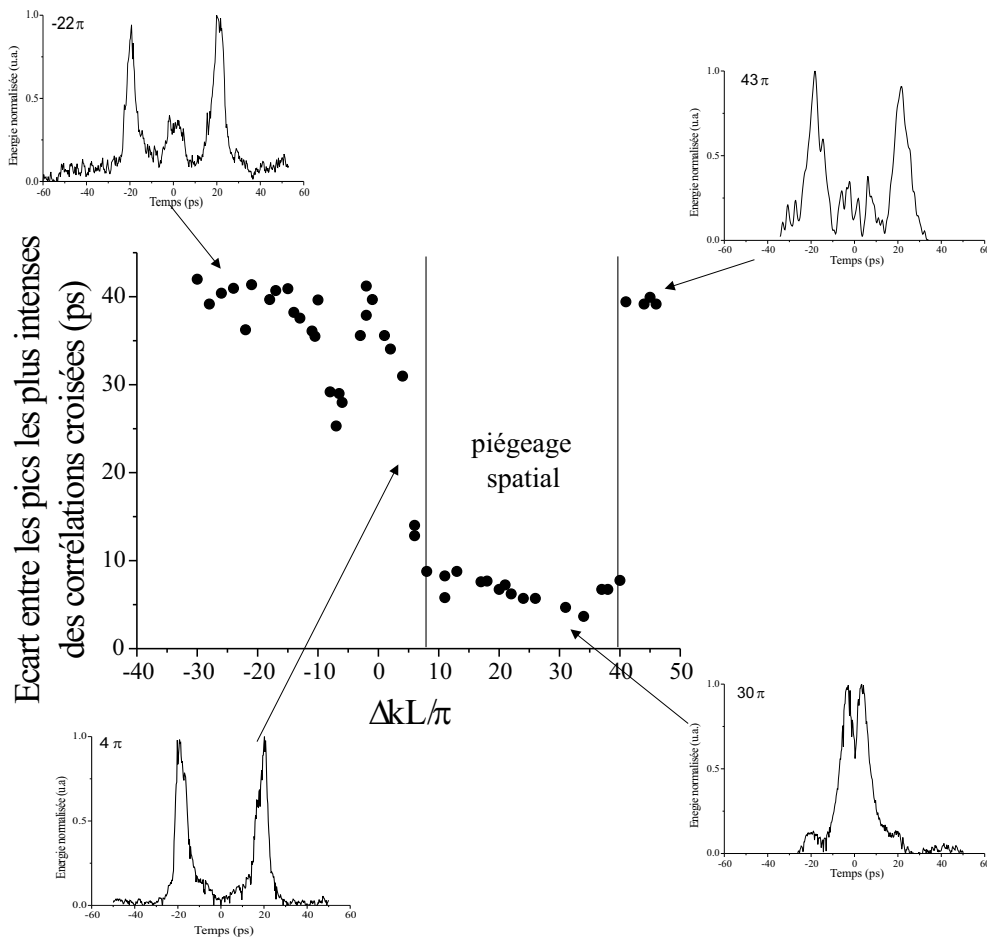


FIG. 2.18 – Évolution de l'écart temporel entre l'impulsion FF et la contribution SH la plus intense en fonction du désaccord en phase.

En régime de désaccord en phase négatif et légèrement positif ($-40\pi < \Delta kL < 8\pi$), aucun piégeage spatial n'a été observé. Les profils des corrélations croisées font apparaître deux pics séparés de 2×19 ps. Ces pics correspondent à la somme de fréquence entre l'impulsion au fondamental et l'impulsion au second harmonique ayant subi l'effet de la différence de vitesse de groupe. Aucune impulsion au second harmonique n'est piégée avec l'onde fondamentale (absence des pics centraux). La séparation de 2×19 ps correspond à deux fois la différence de temps de groupe entre les ondes FF et SH à l'issue de la propagation dans le guide PPLN, pour une composante SH engendrée dans les tous premiers millimètres de propagation.

Pour ces désaccords en phase, les simulations numériques montrent les mêmes courbes d'intercorrélations. Un exemple de profil de corrélation croisée et d'impulsion sont montrées figure 2.19 pour un désaccord en phase de 4π .

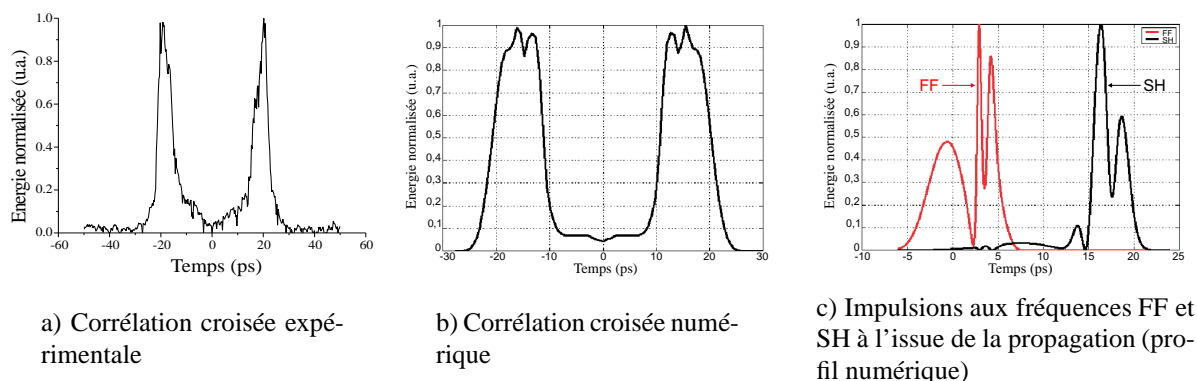


FIG. 2.19 – Profils de la corrélation croisée et de la répartition temporelle des ondes pour $\Delta kL = 4\pi$; faisceau non piégé spatialement.

L'impulsion au fondamental se scinde en multiples impulsions dues à la succession de somme et de différence de fréquences couplée à l'effet de la différence de vitesse de groupe. Dans cette zone -40π à 8π , aucune énergie au SH n'est alors piégée avec l'impulsion fondamentale.

En régime de désaccord en phase positif ($8\pi < \Delta kL < 30\pi$) permettant d'obtenir un piégeage spatial, un exemple d'une courbe d'intercorrélation obtenue est montrée figure 2.20.

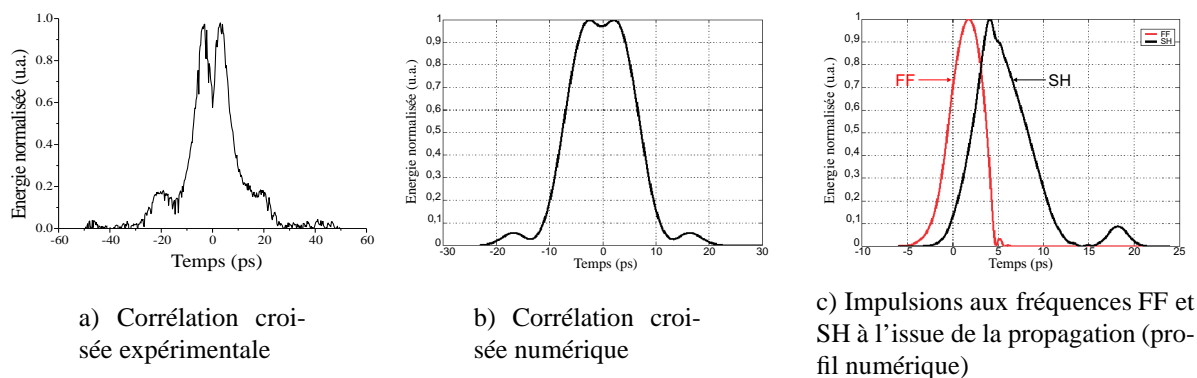


FIG. 2.20 – Profils de la corrélation croisée et de la répartition temporelle des ondes pour $\Delta kL = 30\pi$; faisceau piégé spatialement.

Le profil est composé de quatre pics, issus des différentes somme de fréquences entre les faisceaux FF et SH répartis sur chacun des bras de l'interféromètre.

On observe dans cette zone un changement de comportement entre les ondes FF et SH. La présence des pics centraux atteste que la plus grande partie de l'onde SH est temporellement piégée avec l'onde au fondamental. Une faible fraction du rayonnement au second harmonique subit néanmoins les effets de la différence de vitesse de groupe. Cela se traduit sur la courbe

par la présence de faibles pics latéraux. La séparation temporelle de ces derniers par rapport à l'onde fondamentale reste toujours de 19ps.

Les simulations numériques montrent les mêmes profils de corrélations croisées ainsi que la quasi synchronisation de l'onde SH avec l'onde FF. Néanmoins, un décalage de 4-5ps est visible sur les courbes d'intercorrélations entre les deux pics principaux (équivalent à un écart entre les impulsions de $\simeq 2$ ps). Cette observation permet d'affirmer que la compensation du walk-off temporel n'est pas totale.

En observant ces premiers résultats, il est clairement établi que le piégeage spatial s'accompagne d'une compensation de la différence de vitesse de groupe entre les ondes constituant le soliton quadratique. La quantité d'énergie de SH réellement piégée temporellement (représentée par l'amplitudes des pics centraux) est plus ou moins importante selon les conditions de désaccord en phase. Ce comportement peut également être observé en fonction de l'éclairement du faisceau incident.

IV- 2). c) Évolution du piégeage temporel en fonction de l'éclairement.

Pour un désaccord de phase positif permettant la propagation soliton (ici $\Delta kL = 18\pi$), j'ai étudié le phénomène de piégeage temporel pour différents éclairagements.

Lorsque l'éclairement est faible, aucune propagation soliton n'est observée. Le couplage temporel entre les ondes FF et SH est faible, voire inexistant. La courbe d'intercorrélacion représentée figure 2.21 est alors formée de deux pics extérieurs de fortes amplitudes et éloignés de 2×19 ps. Cet écart temporel traduit la différence de vitesse entre les ondes FF et SH au cours de la propagation. La présence de pics de faible amplitude au centre de la courbe d'intercorrélacion indique qu'une partie négligeable de l'onde au SH est temporellement superposée à l'onde FF. Ce même comportement est confirmé par les études numériques (figure 2.21 b) et c)).

En augmentant l'éclairement incident (figure 2.22 et figure 2.23), on observe une nette croissance des pics centraux des courbes de corrélacions croisées. Cette augmentation traduit un piégeage temporel de plus en plus important de l'onde SH avec l'onde FF. Ainsi 60 à 80% de l'énergie de l'onde au SH peut être piégée en régime de propagation soliton pour un éclairement de $300 MW/cm^2$.

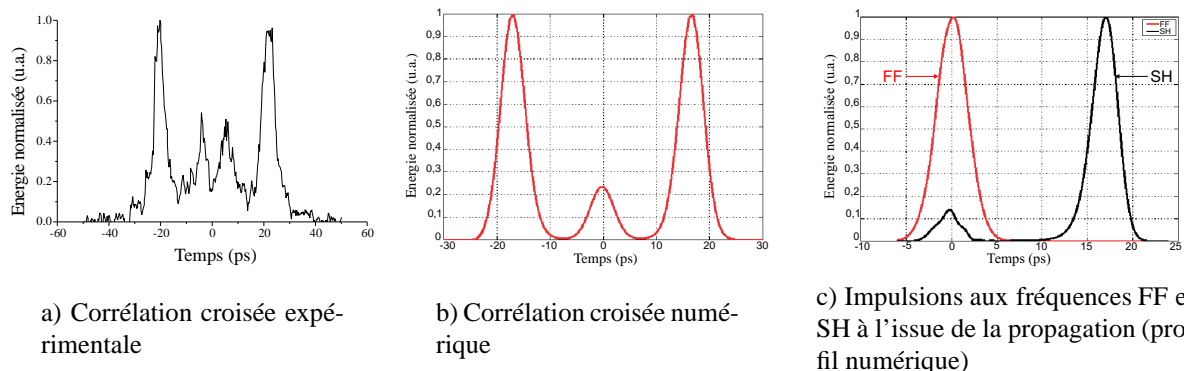


FIG. 2.21 – Profils de la corrélation croisée et de la répartition temporelle des ondes pour $\Delta kL = 18\pi$ et pour un éclairement de $75 MW/cm^2$.

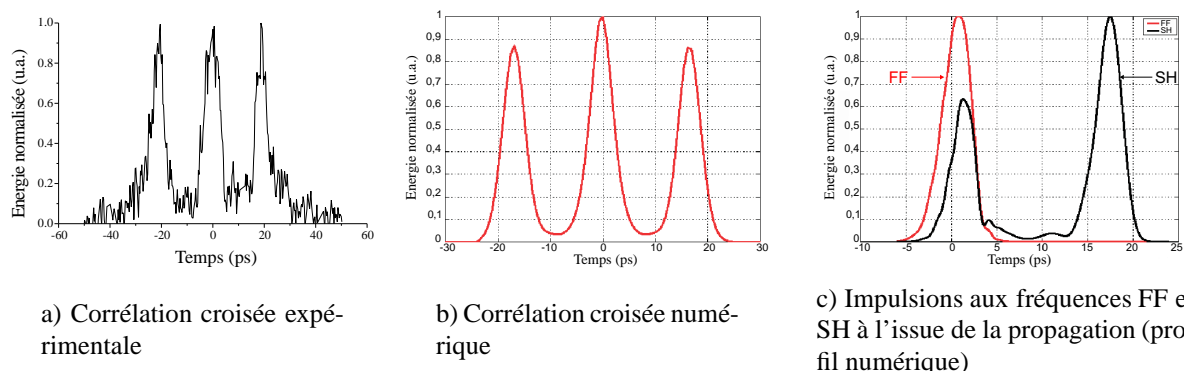


FIG. 2.22 – Profils de la corrélation croisée et de la répartition temporelle des ondes pour $\Delta kL = 18\pi$ et pour un éclairement de $150 MW/cm^2$.

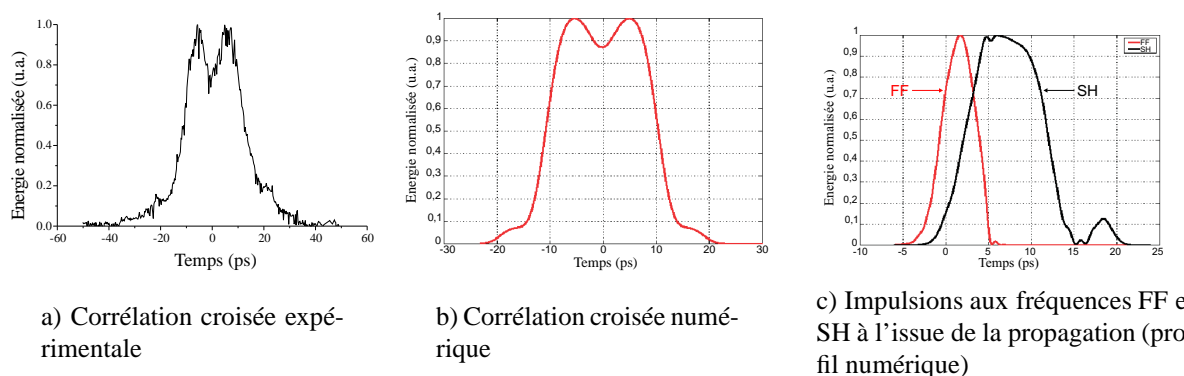


FIG. 2.23 – Profils de la corrélation croisée et de la répartition temporelle des ondes pour $\Delta kL = 18\pi$ et pour un éclairement de $300 MW/cm^2$.

Conclusion sur l'analyse temporelle.

J'ai réalisé l'étude du profil temporel de l'onde au fondamentale et au second harmonique en mesurant les autocorrélations et les corrélations croisées entre les composantes du faisceau soliton.

J'ai montré dans un premier temps que la propagation autoguidée n'influe pas de manière significative sur le profil et la durée de l'impulsion au fondamental. Seule une légère dissymétrisation (effet d'autoraidissement) de l'impulsion a été notée grâce aux simulations numériques.

Dans un second temps, l'étude du profil temporel de l'onde SH montre un piégeage temporel fort entre les ondes. Ce piégeage temporel est directement lié au piégeage spatial et peut être observé pour un désaccord en phase positif supérieur à 8π . La décélération de la composante au SH compense la majeure partie de la DVG. Ce phénomène est indispensable à un piégeage efficace. Il est à la base de la formation de l'onde solitonique en excitation d'impulsions courtes.

Rappelons que ce comportement n'était pas prévu, et que les prédictions théoriques indiquaient qu'une importante différence de vitesse de groupe empêcherait la formation d'un soliton spatial dans de telles conditions.

V Analyse spectrale du faisceau soliton.

Afin de compléter l'étude de la propagation soliton à partir d'impulsions courtes, le comportement spectral du faisceau de sortie a également été analysé.

V- 1) Analyse spectrale des ondes participant au piégeage spatial.

Dans les expériences, le spectre relatif aux impulsions (figure 2.24) n'est pas d'une largeur réciproque de leur durée ($\Delta t \cdot \Delta \nu \neq 0,44$). Sa taille est environ deux fois plus grande que celle d'une impulsion limitée par les conditions de Fourier, et traduit une non uniformité de phase notable.

J'ai représenté sur la figure 2.25, les profils expérimentaux et numériques des spectres des ondes FF et SH lorsque le régime soliton est établi. Les mesures du profil du spectre de l'onde au SH ont été multipliées par deux (pour les abscisses) afin de pouvoir tracer les courbes des deux spectres sur le même graphique. L'enregistrement des différents spectres a été réalisé à l'aide d'un analyseur ANRITSU possédant une résolution de 0,07nm et en intégrant le signal

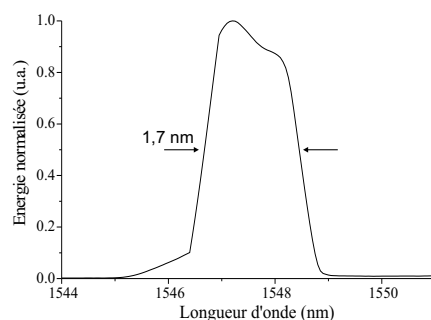


FIG. 2.24 – Spectre de l'impulsion incidente.

sur plusieurs impulsions lasers.

En toute rigueur, dans le cas classique du doublage de fréquence d'une impulsion gaussienne à 1547nm, possédant un spectre gaussien dont la largeur respecte l'égalité $\Delta t \Delta \nu = 0,44$, l'impulsion générée au SH est quasi gaussienne avec un spectre centré sur 773,5nm, et une largeur $\sqrt{2}$ plus faible que celle de l'impulsion au fondamentale.

Or, pour les conditions de propagation en régime autoguidé, j'ai observé un décalage important du spectre de l'onde au SH vers les basses longueurs d'onde. De plus, un élargissement et une dissymétrie du spectre de l'onde fondamentale sont observés (figure 2.25).

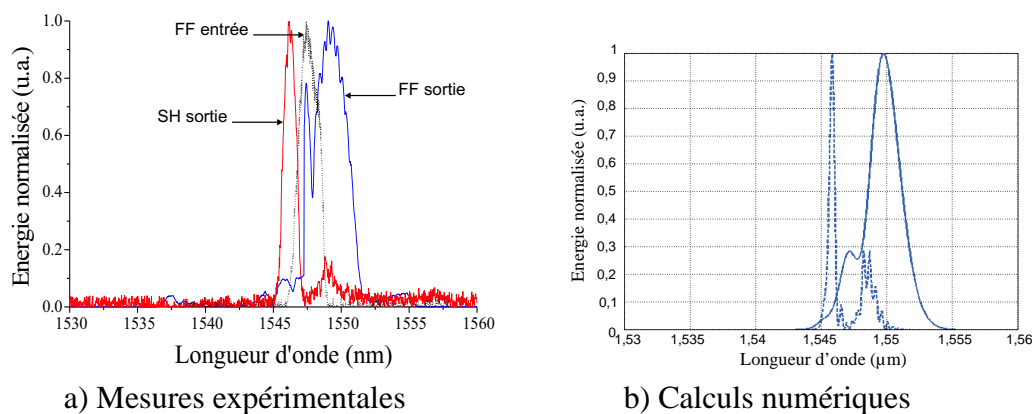


FIG. 2.25 – Exemples du décalage des spectres (normalisés) aux ondes FF et SH pour $\Delta kL = 8\pi$; régime soliton.

Ces phénomènes sont, a priori, dus aux effets de phase non linéaires et aux conditions d'accord de phase régissant la génération de second harmonique. De plus, ce décalage a été observé uniquement pour une propagation de type soliton.

Dans le but de comprendre l'origine de ces phénomènes, j'ai réalisé leur étude en fonction de l'éclairement et des conditions d'accord de phase.

V- 2) Évolution des spectres au FF et au SH en fonction du désaccord en phase

L'évolution de la position des maxima des spectres des ondes FF et SH en fonction du désaccord en phase est reportée figure 2.26.

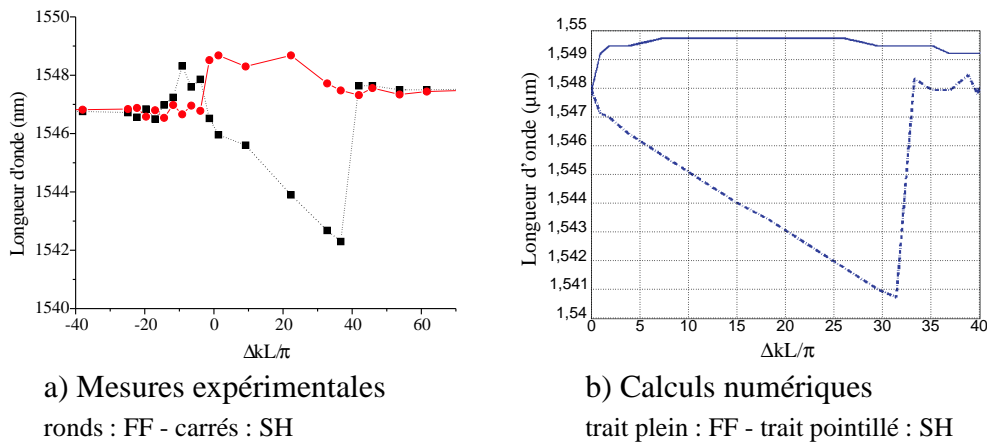


FIG. 2.26 – Évolution de la longueur d'onde centrale des ondes FF et SH (x2) en fonction du désaccord en phase, $I = 150MW/cm^2$.

Le comportement du décalage du spectre de l'onde SH varie de manière importante en fonction de la température (désaccord en phase).

Considérons tout d'abord le cas où le désaccord en phase est positif. On observe alors deux comportements différents pour l'onde fondamentale et l'onde au second harmonique. Concernant l'onde au SH, la position du maximum du spectre décroît linéairement lorsque le désaccord en phase augmente. Sa position varie alors de 773,5nm à 771nm. La plage de variation du centre du spectre correspond à la plage de piégeage spatial du faisceau. Les décalages sont donc directement liés à la propagation non linéaire. Au-delà d'un désaccord de 40π , aucun piégeage spatial n'est observé. Aucun décalage spectral n'est alors obtenu.

Sur la même plage de variation, le centre du spectre de l'onde fondamentale subit lui aussi un décalage vers les hautes longueurs d'onde. Son amplitude est néanmoins plus faible ($\approx 1nm$) et ne varie que très peu avec l'augmentation du désaccord en phase. Sa disparition coïncide également avec la fin du piégeage spatial. Les approches numériques réalisées par F. Baronio de l'université de Brescia montrent les mêmes résultats et les mêmes comportements (figure 2.26 b).

L'élargissement spectral observé sur l'onde FF peut facilement s'expliquer par les effets de phase non linéaires subie par l'impulsion tout au long de la propagation soliton. Les fortes intensités présentes lors de la propagation autoguidée induisent des effets d'automodulations de phase qui élargissent le spectre.

Le décalage spectral observé sur les deux composantes du faisceau soliton (FF et SH) est dû à la combinaison de l'élargissement spectral de l'onde FF et du décalage de la courbe d'accord de phase. Dans les conditions expérimentales, la largeur du spectre d'entrée est près de cinq fois plus grand que la largeur de la bande de génération de SH. Le glissement de cette courbe par rapport au centre du spectre (FF) modifie la valeur de la longueur d'onde pour laquelle la conversion de fréquence est maximale. La forte conversion de fréquence entraîne alors une déplétion importante d'une partie du spectre à l'onde FF. Ces phénomènes de déplétion et d'élargissement sont exacerbés par le confinement spatial du faisceau en régime soliton. Les relevés expérimentaux des spectres en fonction du désaccord en phase et l'explication du décalage sont présentés sur la figure 2.27.

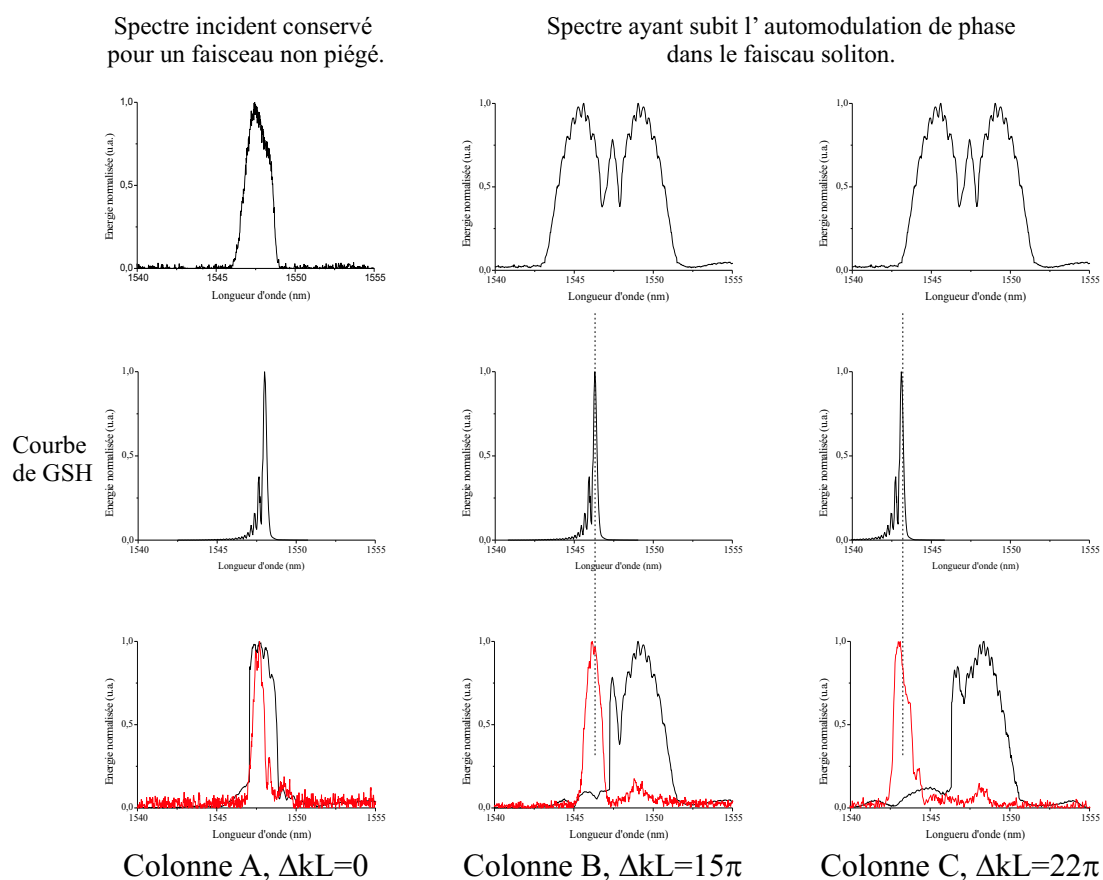


FIG. 2.27 – Représentation schématique des décalages des spectres aux ondes FF et SH.

A l'accord de phase parfait (colonne A), l'onde fondamentale est centrée sur la bande d'accord de phase. Aucun décalage des spectres FF et SH n'est observé.

Pour un désaccord de phase positif (colonnes B et C), la courbe d'accord de phase est décalée par rapport au spectre élargi de l'onde FF. Le taux de génération de second harmonique important en régime soliton dissymétrise donc ce spectre (forte déplétion). La longueur d'onde centrale de l'onde SH ne correspond alors pas avec la longueur d'onde centrale du nouveau spectre FF. Ce décalage de la position du spectre au SH augmente linéairement avec le désaccord en phase et reste visible tant que le régime soliton existe (figure 2.26). Pour des désaccords en phase négatifs mais aussi supérieurs à 40π , l'absence de l'effet de piégeage spatial réduit fortement le taux de génération de SH ainsi que l'automodulation de phase. Aucun décalage des maxima des spectres n'est alors observé.

V- 3) Évolution spectrale en fonction de l'éclairement

Aux vues des précédents résultats, j'ai étudié le phénomène de décalage spectral en fonction de l'éclairement incident. La figure 2.28 montre ces évolutions pour un désaccord de phase positif de 32π .

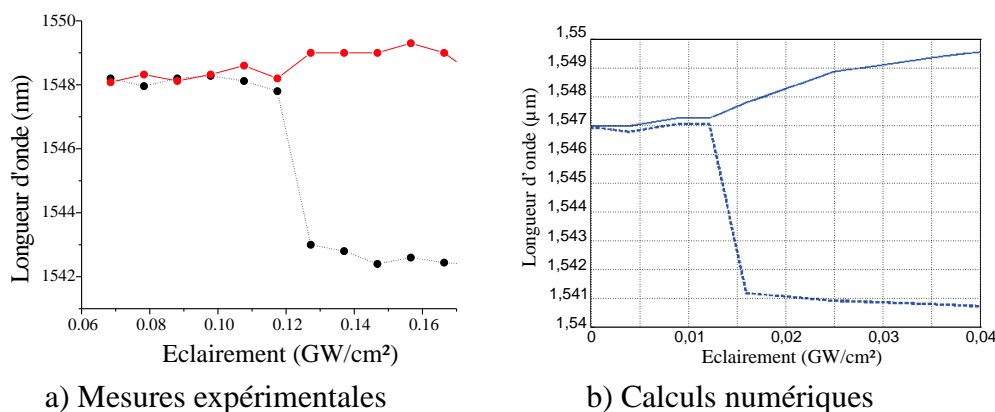


FIG. 2.28 – Évolution de la longueur d'onde centrale des ondes FF et SH (x2) en fonction de l'éclairement, $\Delta kL = 32\pi$.

Les analyses des spectres de ondes FF et SH relevés lors de la propagation du faisceau prouvent qu'il apparaît un décalage de leurs maxima lorsque le régime soliton est atteint. En effet, pour des éclairements faibles (inférieurs au seuil soliton), aucun décalage significatif entre l'onde au SH et au FF n'est constaté. Pour un éclairement égal ou supérieur au seuil soliton, un décalage spectral brusque et important au niveau de l'onde SH apparaît (2nm). Le décalage

plus faible de l'onde fondamentale est également visible à partir du seuil d'éclairement. Ces observations montrent clairement un lien fort entre la propagation soliton et le décalage spectral.

VI Contenu énergétique du faisceau autoguidé.

Afin de caractériser le système non linéaire et de quantifier les échanges énergétiques à la base de la propagation soliton, il est important de déterminer la part d'énergie (au FF et au SH) qui est contenue dans le faisceau autopiégé. Ce contenu énergétique est défini comme la fraction d'énergie, pour l'onde FF et pour l'onde SH, "transportée" par le soliton au regard de l'énergie incidente couplée dans le guide.

La connaissance de l'efficacité de piégeage est une notion importante déjà proposée par L.Torner et al. [17] concernant les solitons quadratiques. Dans les travaux publiés, le contenu énergétique du soliton n'a un sens que pour des longueurs de propagation bien supérieures (>100 fois) à la longueur de Fresnel associée au faisceau d'entrée. Expérimentalement, cette situation est difficilement envisageable, et la détermination du contenu énergétique du soliton sur quelques longueurs de Fresnel permet seulement une estimation de l'énergie réellement piégée. Pour les solitons bicolores, la méthode de calcul que j'ai utilisée pour établir la valeur du contenu énergétique est la suivante :

Après l'enregistrement des profils du faisceau de sortie acquis pour différents niveaux d'éclairement, on choisit le profil spatial le plus étroit et on l'approxime par une distribution de type gaussienne. Ce profil gaussien, très proche de celui du faisceau d'entrée, servira de référence. Dans un second temps, pour l'ensemble des profils enregistrés, on effectue le ratio entre l'aire définie par la gaussienne de référence et l'aire de la courbe de sortie considérée. On obtient alors une valeur que je nomme R_{FF} . La procédure est répétée avec les profils de faisceaux du SH, et l'on obtient une valeur R_{SH} . Le contenu énergétique du soliton quadratique est ensuite déduit à partir des valeurs R_{FF} et R_{SH} mais en tenant compte de l'efficacité de conversion η de l'onde SH exposée dans le paragraphe précédent. Le contenu énergétique équivaut alors à : $C=(R_{FF}*(1-\eta)+R_{SH}*\eta)$. La valeur de C peut être alors interprétée comme le pourcentage d'énergie aux fréquences fondamentale et second harmonique réellement guidé par le faisceau soliton. Plus le piégeage est important, plus la valeur du coefficient sera forte.

La mesure du contenu énergétique a été réalisée en utilisant un faisceau de $76\mu\text{m}$. Dans ces conditions, la longueur du guide représente environ 3,2 fois la longueur de Fresnel du faisceau incident. Le résultat des expérimentations est présenté figure 2.29.

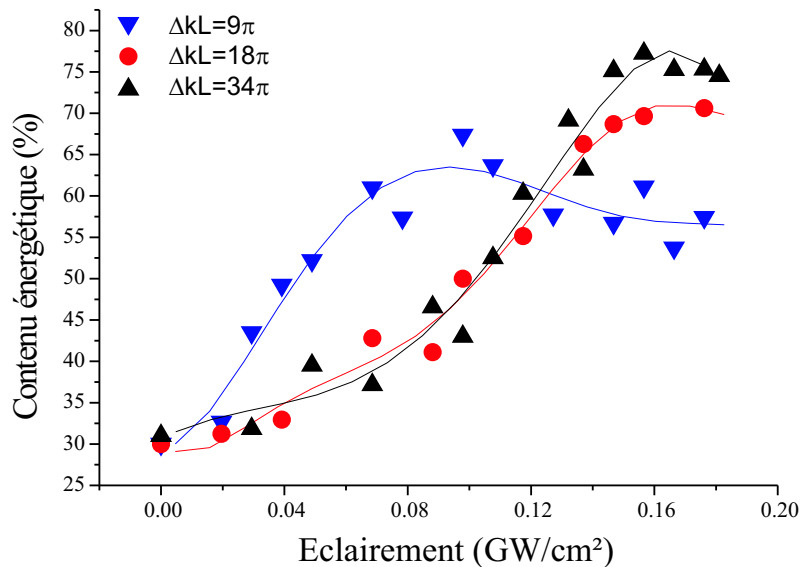


FIG. 2.29 – Contenu énergétique en fonction de l'éclairement incident pour trois désaccords en phase, Taille du faisceau= $76\mu\text{m}$.

Pour de faibles éclairements, le faisceau n'est pas piégé. La valeur du coefficient devrait être égale ou très proche de zéro du fait qu'aucune propagation soliton ne peut être observée. Dans ce cas idéal présent, le contenu énergétique est de l'ordre de 30%. Ce chiffre représente donc l'erreur commise sur le contenu énergétique imputable à la faible longueur de propagation du faisceau.

L'augmentation de la puissance incidente a pour effet d'induire un meilleur piégeage spatial, ce qui augmente le contenu énergétique du soliton. Pour un éclairement incident supérieur au seuil de piégeage la valeur du coefficient passe par un maximum proche de 80%, puis diminue lentement. Cet affaiblissement s'explique par un élargissement du profil spatial du faisceau de sortie pur de très fort éclairement.

Un désaccord en phase plus important induit un décalage du maximum du contenu énergétique du soliton en fonction de l'éclairement incident. Ceci semble fort logique du fait du décalage du seuil de piégeage spatial avec l'éclairement. On constate également que l'augmentation du désaccord en phase permet un meilleur piégeage spatial et par là même une augmentation du coefficient le contenu énergétique. Cette observation est cohérente avec les premiers résultats

expérimentaux publiés sur ce sujet en 2001 par E. Lopez Lago [18] (solitons en 2 dimensions dans un cristal de KTP).

Il a déjà été démontré précédemment que les piègeages spatial et temporel étaient liés. La quantité d'énergie au SH non piégée temporellement près de l'impulsion fondamentale qui subit les effets de la diffraction est représentée dans le profil spatial du fait du temps d'intégration de la mesure. Alors, aucun calcul supplémentaire sur l'aspect temporel n'est alors à rajouter. Dans ces conditions, on estime que le contenu énergétique réel du soliton est au moins égal au contenu maximum mesuré auquel on soustrait la valeur des 30% (coefficient correspondant à une propagation linéaire). On peut en conclure qu'au moins 50% de l'énergie incidente se retrouve piégée et guidée en régime soliton.

VII Conclusion

Les résultats expérimentaux et numériques exposés dans ce chapitre montrent, pour la première fois, la possibilité d'établir une propagation autoguidée dans un cristal quadratique malgré des durées d'impulsions 5 fois plus faibles que la différence de temps de groupe entre les ondes fondamentale et second harmonique. Cette propagation soliton a été réalisée dans des guides Ti :PPLN (≈ 60 mm) à une longueur d'onde proche de 1550nm et en utilisant un laser impulsional fibré (≈ 4 ps). Le piègeage spatial a pu être obtenu pour des désaccords en phase positif compris entre 8π et $\sim 50\pi$. La différence majeure avec les autres expériences de propagation soliton où l'effet de la DVG n'était pas prépondérante, est que le piègeage spatial n'a pu être obtenu que pour des désaccords en phase positifs. Pour des désaccords en phase inférieurs à $\approx 8\pi$, l'influence de la différence de vitesse de groupe empêche le fort piègeage mutuel entre les ondes FF et SH nécessaire au régime soliton. Un effet de défocalisation spatiale a été observé en régime de désaccord en phase négatif et pour des éclaircissements supérieurs à $200 MW/cm^2$. Un seuil de piègeage de $50 MW/cm^2$ ($\Delta kL = 8\pi$) a été obtenu pour un faisceau de $76\mu m$ (longueur du cristal = 3,2 fois la longueur de diffraction du faisceau d'entrée). C'est aujourd'hui la plus faible valeur reportée pour l'excitation d'un faisceau soliton quadratique. L'augmentation du désaccord en phase diminue les effets non linéaires responsables de la propagation autoguidée, et impose une augmentation linéaire (en fonction de Δk) du seuil d'éclaircissement, conforme au modèle Kerr par effet de cascade.

A l'aide des mesures d'autocorrélations réalisées sur l'onde fondamentale, j'ai montré que le piégeage spatial n'induisait pas de distorsion notable sur le profil de l'impulsion transmise au fondamental. Seul un effet minime d'autoraidissement a été observé de manière numérique.

Concernant l'onde au second harmonique, des mesures de corrélations croisées entre les ondes FF et SH ont mis en évidence une compensation de la différence de vitesse de groupe en régime de propagation autoguidée. Cette observation confirme l'effet de couplage temporel attendu et montre clairement le lien direct entre les domaines spatial et temporel. L'influence de la forte différence de vitesse de groupe se traduit au niveau spectral par un décalage de la fréquence centrale de l'onde au SH vis à vis de l'harmonique de l'onde fondamentale. La dérive spectrale de l'onde au second harmonique varie linéairement avec l'augmentation du désaccord en phase et peut atteindre une amplitude de plusieurs nm.

Par ailleurs, le contenu énergétique du faisceau soliton a été évalué par une analyse des profils spatiaux des ondes FF et SH. On peut conclure qu'au moins la moitié de l'énergie couplée dans le cristal est effectivement guidée en régime soliton.

Des analyses théorique et numérique de tous ces phénomènes non linéaires ont également été réalisées par le laboratoire d'électronique de l'Université de Brescia. Le modèle utilisé, qui prend en compte l'ensemble des paramètres expérimentaux a fourni des résultats en excellent accord avec mes mesures.

La propagation soliton en régime d'impulsions courtes devrait permettre de réaliser des opérations logiques "tout optique" ultra rapides avec des débits supérieurs à 100Gb/s.

Bibliographie

- [1] W. E. Torruellas, L. Torner, Z. Wang, D. J. Hagan, E. W. van Stryland, G. I. Stegeman et C. R. Menyuk, "Observation of two dimensional spatial solitary waves in a quadratic medium," *Physical Review Letters*, **74**, pp. 5036–5039 (juin 1995).
- [2] W. E. Torruellas, Z. Wang, L. Torner et G. I. Stegeman, "Observation of mutual trapping and dragging of two-dimensional spatial solitary waves in a quadratic medium," *Optics Letters*, **20**, pp. 1949–1951 (octobre 1995).
- [3] Y. N. Karamzin et A. P. Sukhorukov, "–," *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, **11**, pp. 339 (1974).
- [4] C. Simos, V. Couderc et A. Barthélémy, "Expériences sur les interactions de type particulière de solitons multicolores : fusion, répulsion, enroulement en spirale," *Journal de Physique IV*, **12**, pp. 211–212 (juin 2002).
- [5] V. V. Steblina, Y. S. Kivshar et A. V. Buryak, "Scattering and spiraling of solitons in a bulk quadratic medium," *Optics Letters*, **23**, pp. 156–158 (février 1998).
- [6] B. Bourliaguet, V. Couderc, A. Barthélémy, G. W. Ross, P. G. R. Smith, D. C. Hanna et C. de Angelis, "Observation of quadratic spatial solitons in periodically poled lithium niobate," *Optics Letters*, **24**, pp. 1410–1412 (octobre 1999).
- [7] L. Torner, C. B. Blausen, O. Bang, P. L. Christiansen, Y. S. Kivshar et M. M. Fejer, "Soliton control by QPM engineering," *Optics & Photonics News*, **10**, pp. 44 (décembre 1999).
- [8] R. Schiek, R. Iwanow, T. Pertsch, G. I. Stegeman, G. Schreiber et W. Sohler, "One-dimensional spatial soliton families in optimally engineered quasi-phase-matched lithium niobate waveguides," *Optics Letters*, **29**, pp. 596–598 (mars 2004).
- [9] C. B. Clausen, O. Bang et Y. S. Kivshar, "Spatial Solitons and Induced Kerr Effects in Quasi-Phase-Matched Quadratic Media," *Physical Review Letters*, **78**, pp. 4749–4752 (juin 1997).
- [10] H. Kim, L. Jankovic, G. Stegeman, S. Carrasco, L. Torner, D. Eger et M. Katz, "Quadratic spatial solitons in periodically poled KTiOPO₄," *Optics Letters*, **28**, pp. 640–642 (avril 2003).
- [11] S. Carrasco, J. P. Torres, D. Artigas et L. Torner, "Generation of multicolor spatial solitons with pulsed light," *Optics Communications*, **192**, pp. 347–355 (juin 2001).

- [12] D. H. Jundt, “Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction, n_e , in congruent lithium niobate,” *Optics Letters*, **22**, pp. 1553–1555 (octobre 1997).
- [13] B. Bourliaguet, *Contrôle des instabilités transverses dans le processus de conversion de fréquence : Oscillateurs paramétriques et Propagation soliton*, Thèse de doctorat, Université de Limoges (1999).
- [14] P. Lacourt, J. M. Dudley, J. Merolla, H. Porte, J. Goedgebuer et W. T. Rhodes, “Milliwatt-peak-power pulse characterization at 1.55 μm by wavelength-conversion frequency-resolved optical gating,” *Optics Letters*, **27**, pp. 863–865 (mai 2002).
- [15] V. Messenger, F. Louradour, C. Froehly et A. Barthélémy, “Coherent measurement of short laser pulses based on spectral interferometry resolved in time,” *Optics Letters*, **28**, pp. 743–745 (mai 2003).
- [16] P. Baum, S. Lochbrunner et E. Riedle, “Zero-additional-phase SPIDER : full characterization of visible and sub-20-fs ultraviolet pulses,” *Optics Letters*, **29**, pp. 210–212 (janvier 2004).
- [17] L. Torner, J. P. Torres, D. Artigas, D. Mihalache et D. Mazilu, “Soliton content with quadratic nonlinearities,” *Optics Communications*, **164**, pp. 153–159 (juin 1999).
- [18] E. López-Lago, C. Simos, V. Couderc, A. Barthélémy, D. Artigas et L. Torner, “Efficiency of quadratic soliton generation,” *Optics Letters*, **26**, pp. 1277–1279 (août 2001).
- [19] R. Trebino et D. J. Kane, “Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses : frequency-resolved optical gating,” *Optical Society of America Journal*, **10**, pp. 1101–1111 (mai 1993).
- [20] N.-C. Panoiu, D. Mihalache, D. Mazilu, F. Lederer et R. M. Osgood, “Two-dimensional solitons in quasi-phase-matched quadratic crystals,” *Physical Review E*, **68**, no. 1, pp. 016608–+ (juillet 2003).
- [21] A. V. Buryak et V. V. Steblina, “Quadratic solitons : New possibility for all-optical switching,” *Australian Journal of Physics*, **52**, pp. 697–714 (1999).
- [22] A. V. Buryak et Y. S. Kivshar, “Spatial optical solitons governed by quadratic nonlinearity,” *Optics Letters*, **19**, pp. 1612–1614 (octobre 1994).
- [23] A. V. Buryak et Y. S. Kivshar, “Solitons due to second harmonic generation,” *Physics Letters A*, **197**, pp. 407–412 (février 1995).

-
- [24] C. Balslev Clausen et L. Torner, “Self-Bouncing of Quadratic Solitons,” *Physical Review Letters*, **81**, pp. 790–793 (juillet 1998).
- [25] F. Baronio, A. Barthélémy, S. Carrasco, V. Couderc, C. De Angelis, L. Lefort, Y. Min, P. H. Pioger, V. Quiring, L. Torner et W. Sohler, “Generation of quadratic spatially trapped beams with short pulsed light,” *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics*, **6**, pp. 182– (mai 2004).
- [26] P. Pioger, V. Couderc, L. Lefort, A. Barthelemy, F. Baronio, C. De Angelis, Y. Min, V. Quiring et W. Sohler, “Spatial trapping of short pulses in Ti-indiffused LiNbO₃ waveguides,” *Optics Letters*, **27**, pp. 2182–2184 (décembre 2002).
- [27] C. R. Menyuk, R. Schiek et L. Torner, “Solitary waves due to $\chi^{(2)} : \chi^{(2)}$ cascading,” *Optical Society of America Journal B Optical Physics*, **11**, pp. 2434–2443 (décembre 1994).
- [28] L. Torner, C. R. Menyuk, W. E. Torruellas et G. I. Stegeman, “Two-dimensional solitons with second-order nonlinearities,” *Optics Letters*, **20**, pp. 13–15 (janvier 1995).
- [29] L. Torner, C. R. Menyuk et G. I. Stegeman, “Bright solitons with second-order nonlinearities,” *Optical Society of America Journal B Optical Physics*, **12**, pp. 889–897 (mai 1995).
- [30] L. Torner et G. I. Stegeman, “Soliton evolution in quasi-phase-matched second-harmonic generation,” *Optical Society of America Journal B Optical Physics*, **14**, pp. 3127–3133 (novembre 1997).
- [31] L. Torner et G. I. Stegeman, “Multicolor Solitons,” *Optics & Photonics News*, pp. 36–39 (juin 2001).
- [32] S. K. Johansen, O. Bang, S. Carrasco et L. Torner, “Engineering spatial solitons in two-period QPM structure,” *Optics Communications*, **203**, pp. 393–402 (mars 2002).
- [33] S. M. Saltiel et Y. S. Kivshar, “Nonlinear $\chi^{(2)}$ photonic crystals : phase matching and harmonic generation,” dans *Optical Pulse and Beam Propagation III, SPIE Proceedings Volume 4271. Edited by Vehuda B. Band. Bellingham, WA : The International Society for Optical Engineering, 2002., p.112*, p. 112 (mai 2002).
- [34] G. Assanto et G. I. Stegeman, “Simple physics of quadratic spatial solitons,” *Optics Express*, **10**, pp. 388–396 (mai 2002).
- [35] Y. S. Kivshar, T. J. Alexander et S. S., “Spatial optical solitons resulting from multistep cascading,” *Optics Letters*, **24**, pp. 759–761 (juin 1999).

- [36] G. P. Agrawal, “Induced focusing of optical beams in self-defocusing nonlinear media,” *Physical Review Letters*, **64**, pp. 759–761 (mai 1999).
- [37] A. D. Capobianco, B. Constantini, C. de Angelis, D. Modotto, A. Laureti Palma, G. F. Nalesso et C. G. Sodema, “Treshold energy of vectorial spatial solitary waces in nonlinear quadratic crystals,” *Optical and Quantum Electronics*, **30**, pp. 483–497 (mars 1998).
- [38] K. Hayata et M. Koshiba, “Bright-dark solitary-wave solutions of a multidimensional non-linear Schrödinger equation,” *Physical Review E*, **48**, pp. 2312–2315 (septembre 1993).
- [39] R. Schiek, Y. Baek et G. I. Stegeman, “One-dimensional spatial solitary waves due to cascaded second-order nonlinearities in planar waveguides,” *Physical Review E*, **53**, pp. 1138–1141 (janvier 1996).

Chapitre 3

Collisions de faisceaux autoguidés

Sommaire

I	Collisions élastiques et inélastiques de faisceaux solitons quadratiques.	91
	I- 1) Montage expérimental utilisé pour les opérations de commutations spatiales.	91
	I- 2) Caractérisation du guide	92
	I- 3) Propagation soliton	92
II	Nouvelle géométrie permettant la commutation spatiale de faisceaux de forte énergie.	94
	II- 1) Résultats expérimentaux et numériques.	95
	II- 2) Routage tout optique ultrarapide à 125 Gb/s.	97
	II- 3) Commutation en régime non colinéaire avec deux faisceaux ayant deux longueurs d’ondes centrales différentes.	99
	II- 3). a) Montage expérimental	99
	II- 3). b) Résultats expérimentaux en fonction du déphasage.	101
	II- 4) Système d’adressage reconfigurable d’un faisceau de faible intensité par un faisceau autoguidé.	102
III	Conclusion.	106
	Bibliographie	109

La première démonstration expérimentale de commutation spatiale utilisant les solitons a été réalisée par F. Reynaud et A. Barthélémy en 1990 dans un milieu non linéaire d'ordre 3 (milieu Kerr) [1, 2]. Elle reposait sur la sensibilité à la phase du couplage entre deux solitons spatiaux adjacents. Ce type de commutation "tout optique" ouvrit un large champ d'applications dans les processus optiques ultra rapides. En 1995, W.E. Torruellas et al. démontrèrent la propagation soliton dans les milieux quadratiques (non linéarité d'ordre deux) dans un cristal massif avec des seuils d'éclairement de quelques GW/cm^2 . Dès lors, les interactions entre solitons quadratiques sont très étudiées dans plusieurs laboratoires. La plupart des articles publiés concernent des études théoriques et numériques sur l'interaction de ces faisceaux. En 1997, G. Leo a montré qu'il était possible de réaliser des effets de répulsion ou de fusion entre deux faisceaux solitons quadratiques [3]. Ces interactions non linéaires dépendent directement de l'intensité relative des faisceaux. Dans la même année, Y. Baek et al. [4] publièrent des travaux expérimentaux sur l'interaction de faisceaux solitons dans des guides plans de niobate de lithium. B. Constantini [5] publia également des résultats expérimentaux sur la collision en deux dimensions dans un cristal de KTP de type II. Le comportement particulier de ces faisceaux autoguidés lors d'une collision a été introduit par Steblina [6], Buryak [7] et Kälbermann [8] dans différents articles théoriques. L'attraction ou la répulsion entre les faisceaux dépend ici de leur relation de phase. Les premières expériences observant l'influence de la phase sur les collisions de solitons quadratiques ont récemment été menées par Simos [9] dans un cristal de KTP de type II. Il a également démontré qu'il était possible d'obtenir des effets de spiraling ou de fusion [10].

Les échanges énergétiques entre solitons se propageant de manière parallèle dans des cristaux non linéaires ont également été analysés par Leo et Assanto [11]. Dans cette configuration les déviations spatiales sont d'amplitude limitée.

Des systèmes d'adressages "tout optique" basés sur l'interaction de faisceaux autoguidés avec des déviations importantes ont plus récemment été publiés par Couderc et al. [12]. Il a démontré de manière expérimentale la possibilité de compenser des walk off importants et d'obtenir un adressage de 1 voie vers 12. Le fonctionnement d'un comparateur tout optique a également été réalisé par excitation non colinéaire de faisceaux solitons. Néanmoins l'ensemble

de ces résultats théoriques et expérimentaux ont été obtenus avec des impulsions suffisamment longues pour négliger les effets de la différence de vitesse de groupe entre les ondes.

L'objectif du travail présenté dans ce chapitre a été de cerner l'influence de l'excitation en impulsion courte sur les interactions entre des faisceaux solitons quadratiques.

Mon but a été de démontrer qu'il était possible de réaliser des opérations d'adressage ultrarapide ($>100\text{Gb/s}$) dans des guides d'ondes planaires à inversion périodique des domaines ferroélectriques. Dans mes expériences, la direction du faisceau soliton de sortie dépend de la relation de phase entre les deux faisceaux incidents. A partir d'une configuration permettant d'obtenir la collision de deux faisceaux, je présente plusieurs schémas de commutation spatiale.

I Collisions élastiques et inélastiques de faisceaux solitons quadratiques.

Les résultats sur l'interaction non colinéaires entre deux solitons quadratiques dans un guide plan Ti:PPLN sont présentés dans cette première partie.

I- 1) Montage expérimental utilisé pour les opérations de commutations spatiales.

Sur la figure 3.1 j'ai représenté le montage expérimental utilisé pour la collision de deux faisceaux autoguidés. La source laser est identique à celle présentée précédemment et délivre des impulsions d'environ 4ps, avec une fréquence de récurrence de 20MHz et une énergie de 25nj par impulsion.

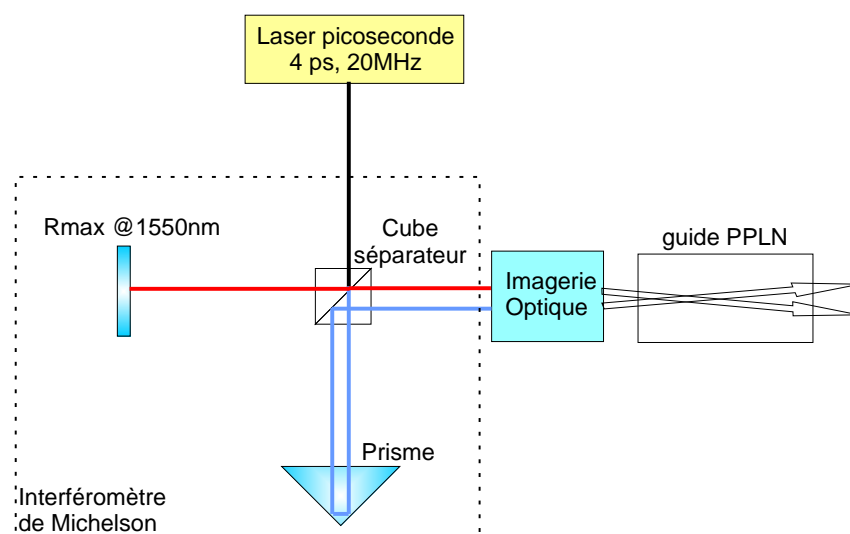


FIG. 3.1 – Schéma du montage expérimental pour la collision de deux faisceaux solitons

Ces impulsions sont envoyées dans un interféromètre de type Michelson. Le bras n°1 est composé d'un miroir R_{max} à 1550nm alors que le second bras utilise un prisme en réflexion totale. La distance et l'orientation relative entre les deux faisceaux sur la face d'entrée du guide PPLN peuvent être modifiées en désalignant légèrement un des bras de l'interféromètre. La modification de la différence de marche entre le miroir et le prisme permet de régler la synchronisation entre les impulsions, mais également de contrôler la phase relative entre les faisceaux. L'orientation du miroir permet également de modifier l'angle d'interaction. Les deux faisceaux

ont la même polarisation et leur longueur d'onde est centrée à 1548nm avec une largeur de spectre de 2,2nm. Dans la dimension non guidée du cristal PPLN, la taille du faisceau est de $59\mu\text{m}$ à mi hauteur en intensité (FWHMI). En sortie, la visualisation et l'analyse du champ proche se fait grâce à une photodiode rapide ou bien une caméra CCD.

I- 2) Caractérisation du guide

Les investigations sur la commutation spatiale ont été réalisées dans un guide plan PPLN semblable au guide présenté dans la première partie du chapitre. Ici, le cristal employé mesure 63mm de long et possède des traitements antireflets pour l'onde fondamentale sur ses faces avant et arrière. Sa longueur représente 5,6 fois la longueur de diffraction du faisceau incident. Le pas d'inversion des domaines du guide égal à $\Lambda=16,4\mu\text{m}$ détermine un accord de phase parfait pour une température de 276°C à 1548nm. Le guide est placé dans un four pour travailler à hautes températures ($170^\circ\text{-}300^\circ\text{C}$) et ainsi s'affranchir des effets photoréfractifs.

I- 3) Propagation soliton

Avant d'observer la collision de solitons dans ce nouveau guide, j'ai caractérisé les conditions de propagation autoguidée. Comme dans les premières études de caractérisation, l'évolution de la taille du faisceau en sortie a été étudiée en fonction de l'éclairement et des conditions d'accord de phase. A cause de la DVG, la compensation de la diffraction n'apparaît que pour des valeurs de désaccords en phase positifs. Pour une température de 270°C ($\Delta kL \simeq 7\pi$), le seuil de piégeage est de l'ordre de $85\text{MW}/\text{cm}^2$. L'augmentation de la valeur seuil avec le désaccord en phase a également été relevée dans cette étude.

Après avoir observé la propagation soliton dans le guide PPLN, je me suis intéressé à la collision entre deux faisceaux autoguidés. Les deux solitons interagissent à 30mm à l'intérieur du guide ($L_{\text{guide}}=63\text{mm}$), et à cette distance, le régime de propagation autoguidée est déjà établi. Les profils expérimentaux présentés ci-dessous ont été mesurés pour un angle relatif entre les faisceaux de 0,3 deg dans le cristal. Ils représentent la répartition transverse de l'énergie après la collision dans le milieu non linéaire.

Pour une différence de phase égale à π entre les faisceaux incidents, aucune modification significative des trajectoires initiales des ondes solitoniques n'est observée. Il apparaît deux faisceaux autoguidés indépendants au niveau de la face de sortie du guide (figure 3.2).

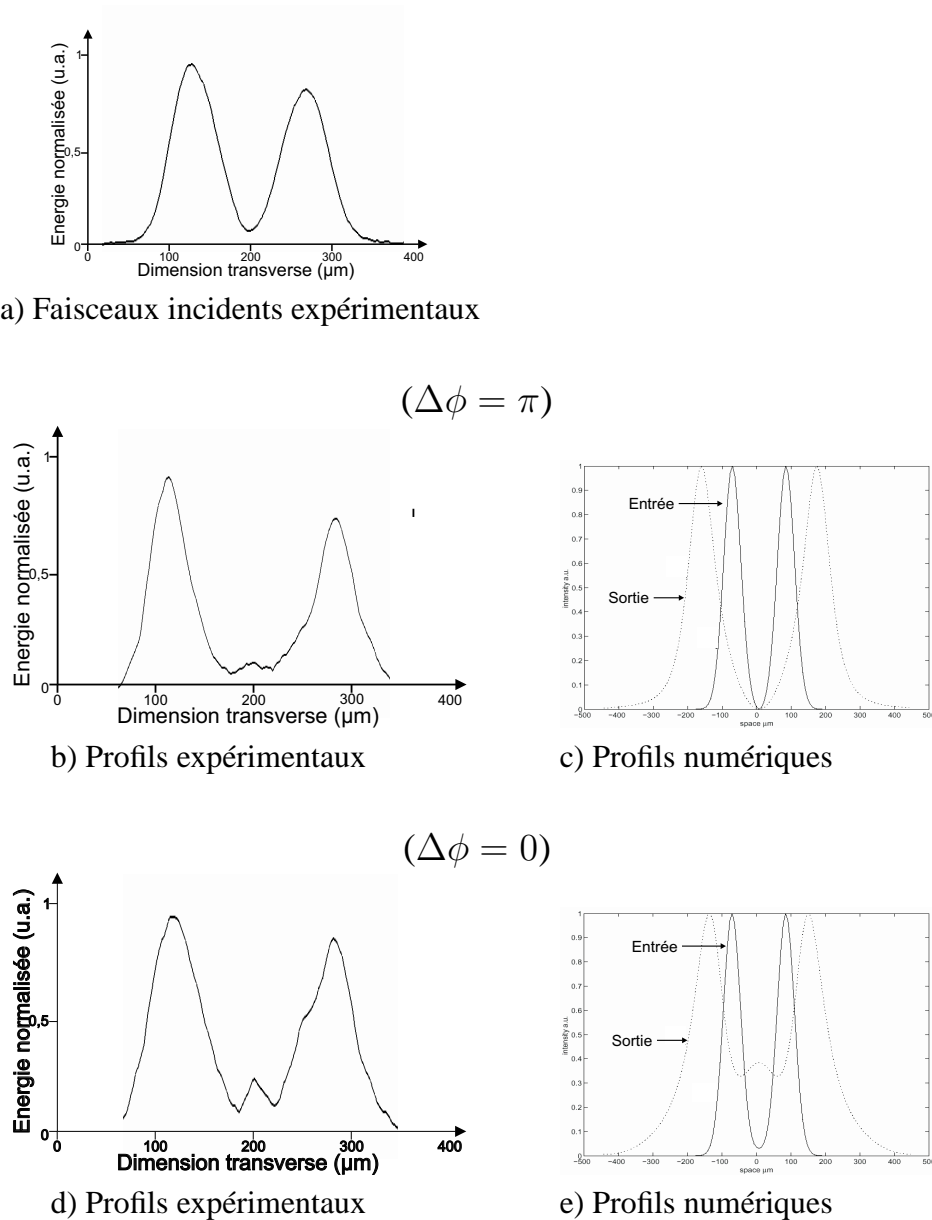


FIG. 3.2 – Profils expérimentaux et numériques des faisceaux pour une collision élastique ($\Delta\phi = \pi$) et inélastique ($\Delta\phi = 0$) de solitons quadratiques.

Dans le cas d'une différence de phase nulle, une collision de type inélastique est observée. Une partie de l'énergie de chaque faisceau est commutée suivant la direction médiane. L'efficacité de cette commutation est très faible (figure 3.2). Aucune fusion complète des deux faisceaux n'est observée. La mauvaise efficacité de la commutation est directement imputable à l'influence de la DVG entre les ondes FF et SH. Au moment de la collision, les recouvrements temporel et spatial entre les différentes composantes des faisceaux ne sont pas suffisants pour

apporter les effets de phase nécessaires à la fusion complète des faisceaux. Les simulations numériques confirment qu'une commutation significative entre des faisceaux solitons n'est pas obtenue dans le cas d'une durée d'impulsion plus petite que la DTG. Après la constatation de ces résultats, une autre architecture de commutation a été testée.

II Nouvelle géométrie permettant la commutation spatiale de faisceaux de forte énergie.

Le schéma de commutation proposé reste basé sur la propagation de solitons quadratiques. Le nombre de faisceaux autoguidés et leur direction sont déterminés par un champ d'interférences obtenu sur la face d'entrée du cristal. Les franges d'interférences spatiales sont le résultat du recouvrement entre les deux faisceaux se propageant de manière non colinéaire dans le guide (voir figure 3.3). L'angle relatif entre les deux directions des faisceaux peut varier de 0 à 0,5 degré dans le cristal.

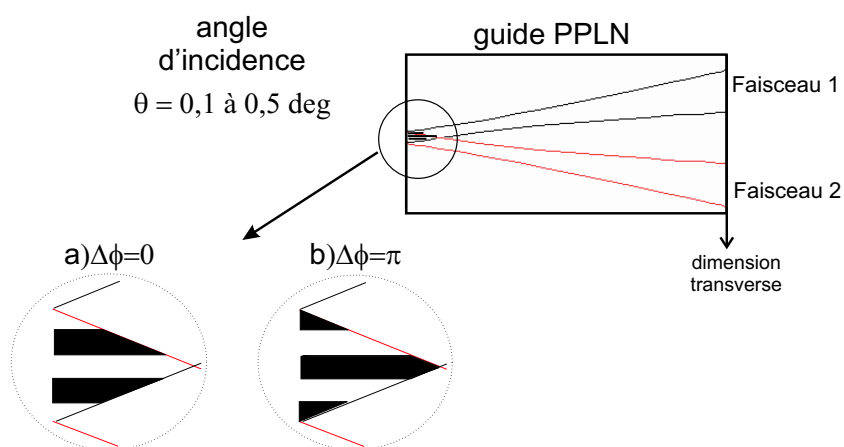


FIG. 3.3 – Nouvelle géométrie d'interaction utilisée pour la commutation spatiale ; représentation schématique du champ d'interférences pour a) $\Delta\Phi = 0$ et b) $\Delta\Phi = \pi$.

La position transverse des franges dépend de la relation de phase entre les deux ondes. La répartition spatiale de l'énergie issue de l'interférence entre les deux faisceaux non colinéaires peut ainsi être modifiée en déséquilibrant un bras de l'interféromètre. La taille de l'interfrange dépend alors de l'angle d'incidence.

Pour une différence de phase nulle entre les faisceaux d'entrée, une frange brillante est située au centre du cône d'interaction (figure 3.3a). Pour une différence de phase égale à π , la

figure d'interaction linéaire présente deux franges brillantes décalées spatialement par rapport au centre de la zone d'interaction (figure 3.3b). Ainsi, la modification de la répartition transverse de l'énergie en entrée induit l'excitation d'un seul ou de deux solitons dans des directions séparées.

II- 1) Résultats expérimentaux et numériques.

Lorsque la différence de phase est nulle, le pic d'énergie centré dans la zone d'interférences se propage de manière autoguidée dans le PPLN. Le soliton unique généré possède une direction de propagation correspondant à la direction médiane entre les deux directions initiales d'entrée. La figure 3.4 représente le profil mesuré du faisceau soliton en sortie du guide PPLN.

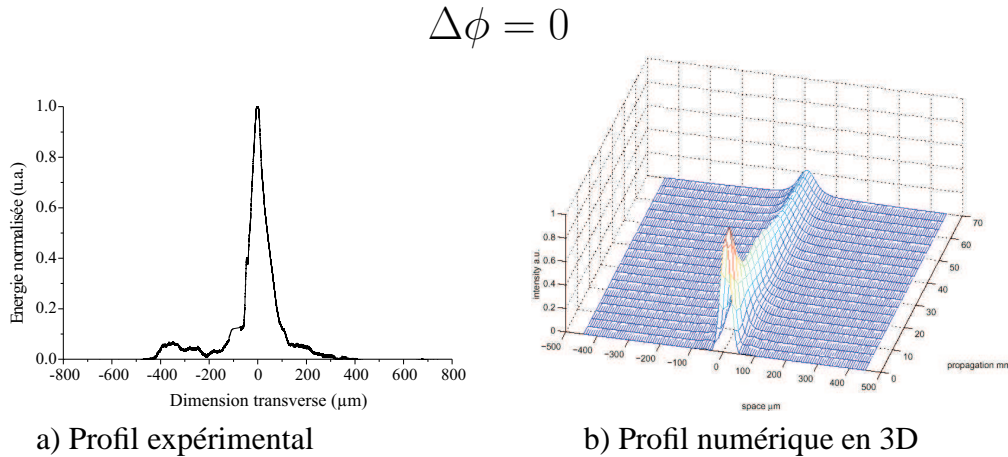


FIG. 3.4 – Excitation d'un faisceau soliton unique dans le cas d'une différence de phase nulle entre les faisceaux incidents, $I = 150 MW/cm^2$; $\Delta kL = 20\pi$.

Pour une différence de phase égale à π , le champ d'interférence laisse apparaître deux franges brillantes excentrées de manière symétrique par rapport au centre de la zone d'interaction. Ces franges sont suffisamment intenses pour permettre une propagation des faisceaux de manière autopiégée. Deux faisceaux solitons sont alors excités. Leur direction de propagation coïncide alors avec les directions initiales des deux faisceaux d'entrée (cf figure 3.5).

Enfin, dans le cas d'une faible variation de la différence de phase entre les impulsions d'entrée autour d'un état de phase nul, la position transverse de la frange centrale varie légèrement. En conséquence, une modification de la direction de propagation et donc de la position du soliton en sortie est alors observée. Un adressage continu (de faible amplitude) autour de l'axe de propagation médian est alors possible.

$$\Delta\phi = \pi$$

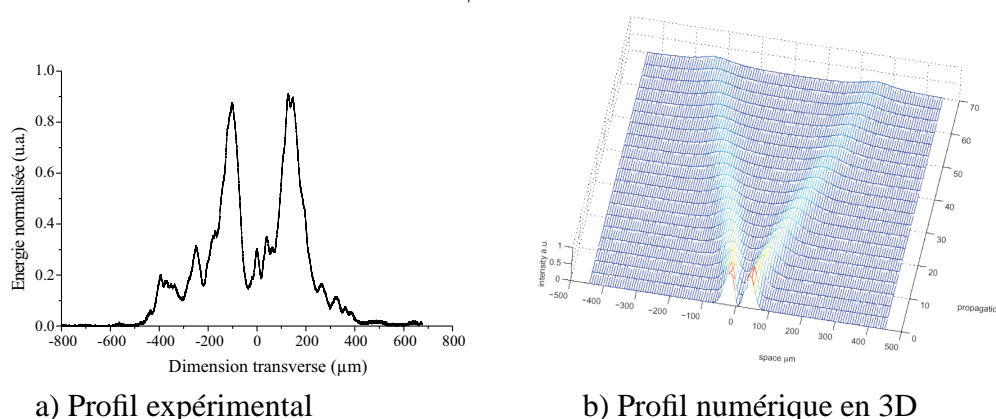


FIG. 3.5 – Excitation de deux faisceaux solitons dans le cas d’une différence de phase égale à π entre les faisceaux incidents, $I = 150\text{MW}/\text{cm}^2$; $\Delta kL = 20\pi$.

Cette méthode de commutation spatiale utilisant la propagation soliton n’est possible que pour une interaction entre les faisceaux d’entrée s’effectuant en début du guide. En effet, il a été observé expérimentalement et numériquement que la commutation restait efficace si le point de croisement entre les deux faisceaux d’entrée se trouvait entre 0 et ~ 13 mm de la face d’entrée du cristal. Sur cette distance, le phénomène de commutation est basé sur la génération de faisceaux solitons par interférences à deux ondes. Au-delà de cette limite, on peut parler de collision de faisceaux autoguidés en régime de forte différence de vitesse de groupe. On retombe alors dans des conditions de collision de faisceaux solitons présentées dans le paragraphe précédent, où l’interaction était alors peu efficace.

On constate que cette distance limite est fixée par la différence de vitesse de groupe. En effet, les 13mm correspondent à la distance de propagation permettant la séparation temporelle complète des ondes FF et SH (durée d’impulsion=4ps, DVG=3,3ps/cm). Les simulations numériques montrent les mêmes comportements et confirment également l’importance de la DVG entre FF et SH sur la commutation spatiale. La relation de phase entre les faisceaux (0 et π) permettant le changement des régimes de commutation a été déduite des simulations numériques.

Ce système d’adressage spatial basé sur l’interférence de deux faisceaux ne fonctionne que pour de faibles valeurs d’angles (entre 0 et 0,5 deg). Au delà d’un angle limite, la multiplication des franges brillantes donnerait naissance à la génération de solitons multiples.

II- 2) Routage tout optique ultrarapide à 125 Gb/s.

A partir de ce type d'interaction non colinéaire, j'ai montré qu'il était possible de commuter une impulsion de 4ps contenue dans un train d'impulsions. Le schéma de principe de cette expérience est montré figure 3.6.

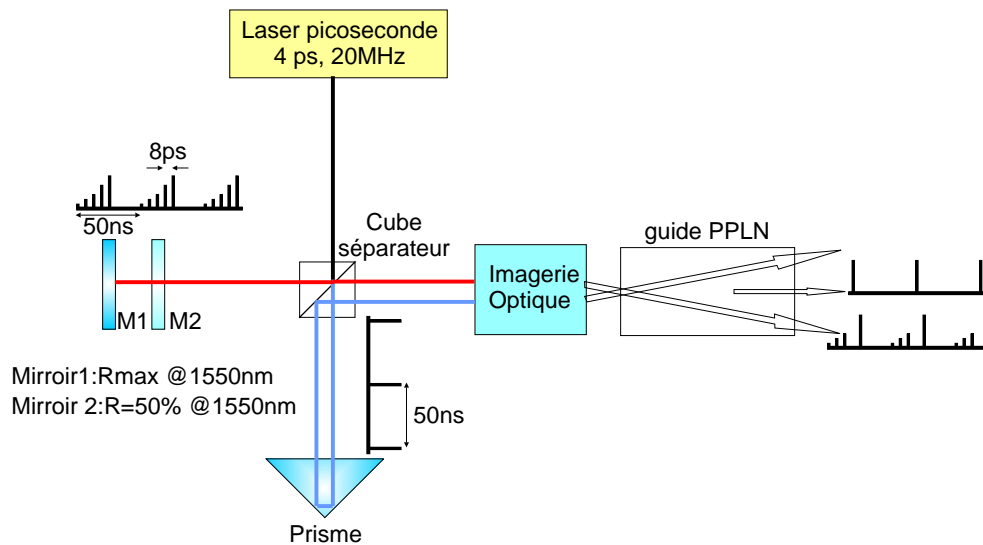


FIG. 3.6 – Schéma du montage expérimental.

Le but de l'expérience était de commuter une impulsion unique (appelée signal) sélectionnée parmi un train d'impulsions espacées de 8ps (fréquence de 125 GHz). Pour obtenir ce paquet d'impulsions, j'ai modifié le montage précédent en plaçant un miroir semi réfléchissant dans un des bras de l'interféromètre. En sortie, chaque paquet se compose de 5 impulsions de 4ps chacune. Ces impulsions sont séparées de façon périodique par un retard variable fixé par l'écart entre les miroirs M1 (Rmax) et M2 (R50%) (cf figure 3.6). Le débit de ces impulsions peut être fixé de manière continue entre 40 à 125 Gbit/s. Le faisceau issu de ce bras de l'interféromètre sera appelé faisceau signal contenant le train d'impulsion ayant un taux de répétition identique à celui du laser (20MHz). A cause des multiples passages du faisceau dans la cavité définie par les miroirs M1 et M2, l'énergie contenue dans chaque impulsion décroît en relation avec le taux de transmission du miroir semi réfléchissant ($E_1=0,5 E_i$; $E_2=0,25 E_i$, $E_3=0,125 E_i$, $E_4=0,0625 E_i$; $E_5=0,0312 E_i$ avec E_i énergie totale incidente). Seules les deux premières impulsions du paquet sont suffisamment intenses pour donner naissance à une propagation soliton.

Le deuxième faisceau en sortie de l'interféromètre est appelé faisceau "contrôle", et il est composé uniquement d'une impulsion de 4ps à une fréquence de 20MHz. La synchronisation de

l'impulsion du faisceau "contrôle" avec une des impulsions "signal" s'effectue en modifiant la longueur d'un des bras de l'interféromètre. Les deux faisceaux sont focalisés et superposés sur la face d'entrée du guide avec un petit angle de 0 à 0,5 degré à l'intérieur du guide plan PPLN. Le système de remise en forme spatiale a été légèrement modifié et les dimensions spatiales des faisceaux sont de $60 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$ (FWHMI). La température à laquelle est porté le guide équivaut à un désaccord en phase positif de 8π . L'analyse temporelle des différents faisceaux en sortie est faite au moyen d'un autocorrélateur. Les autocorrélations des signaux issus des deux bras sont montrées figure 3.7 a) signal et b) contrôle. Elles ont été prises pour une fréquence de répétition maximale de 125 GHz, limite fixée par la durée des impulsions de 4ps. Pour une fréquence plus élevée, on observe un chevauchement temporel des impulsions.

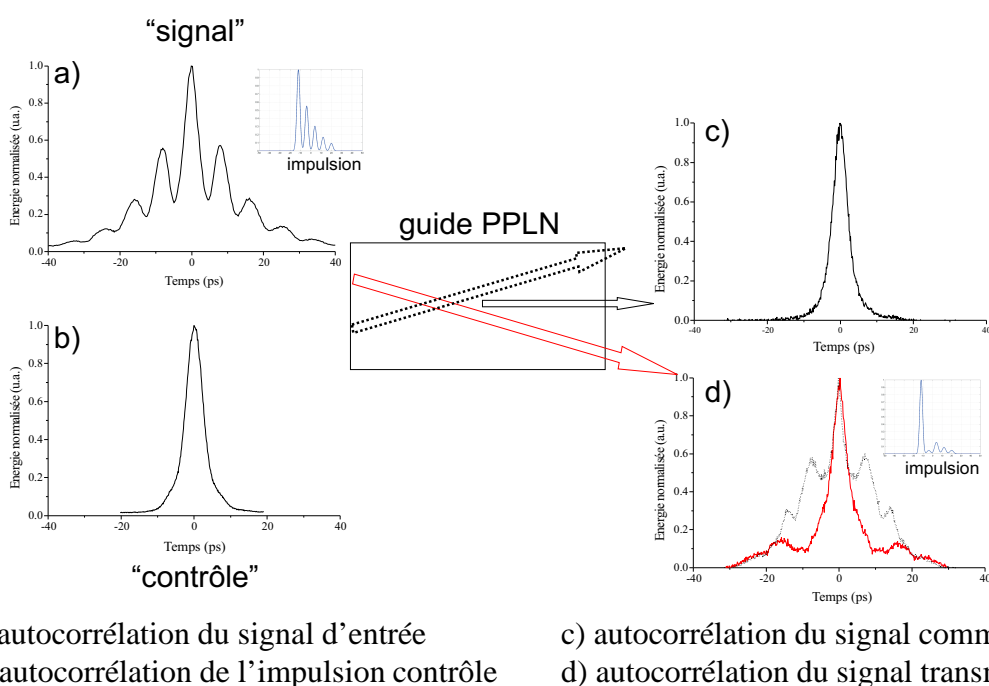


FIG. 3.7 – Résultats expérimentaux (autocorrélations) montrant la commutation d'une impulsion à 125Gb/s pour une différence de phase nulle entre les faisceaux d'entrée.

Pour une différence de phase de π entre les faisceaux injectés simultanément, aucun signal de sortie n'est détecté suivant la direction médiane. Les faisceaux se propageant en régime non linéaire suivent leur direction d'entrée initiale. L'autocorrélation du paquet d'impulsions est tracée figure 3.7 d) en pointillés. On peut observer les différents pics représentant les impulsions formant le train.

Pour une différence de phase nulle, une fusion entre les faisceaux "signal" et "contrôle" est réalisée. Cette fusion donne naissance à une propagation autoguidée unique. Seule l'impulsion

du paquet "signal" synchronisée avec l'impulsion contrôle interagit pour se propager en régime autoguidé suivant la direction médiane des faisceaux. Les autres impulsions se propagent sans perturbation suivant leur direction initiale. Afin de bien observer l'effet de routage, j'ai choisi de commuter la deuxième impulsion du paquet signal. Cette impulsion est suffisamment énergétique pour faire apparaître un soliton et permet une bonne observation de la commutation.

Sur les traces d'autocorrélations, la présence de l'impulsion n°2 est identifiable grâce aux deux premiers pics latéraux entourant le pic central. Après la commutation, la disparition presque totale de ces pics atteste de l'efficacité du système d'adressage (figure 3.7 d) trait plein). En considérant des impulsions temporelles de type gaussienne, il est possible de décorréler les profils expérimentaux. On peut en déduire une estimation de l'efficacité de commutation. Au niveau du paquet signal, on constate une déplétion de plus de 10dB sur l'impulsion commutée. Le contraste entre le maximum de l'impulsion déviée et le bruit résiduel est de l'ordre de 18dB.

La même expérience de commutation spatiale a également été réalisée à un taux de répétition de 40Gb/s. L'éloignement temporel plus important entre les impulsions du train signal a permis d'obtenir une déplétion de ~ 10 dB et un contraste de ~ 20 dB.

A cause du recouvrement temporel entre les impulsions du train, la vitesse de commutation ne peut être augmentée que par l'utilisation d'impulsions plus courtes. Dans ces conditions, le débit du système d'adressage est directement limité par la capacité à exciter un faisceau soliton en présence d'une très forte différence de vitesse de groupe. De plus, la partie de l'onde SH non piégée temporellement pourrait se superposer et interagir avec d'autres impulsions FF du train. Des distorsions temporelles pourraient alors limiter le contraste du signal en sortie.

II- 3) Commutation en régime non colinéaire avec deux faisceaux ayant deux longueurs d'ondes centrales différentes.

II- 3). a) Montage expérimental

Afin d'étendre le champ d'application de ce type de routage spatial obtenu pour une géométrie non colinéaire, j'ai examiné le cas où les faisceaux d'entrée présentent deux longueurs d'ondes distinctes ($\Delta\lambda = 2,5$ nm). Les deux faisceaux sont obtenus en divisant le spectre initial de la source laser en deux parties distinctes. Pour cela j'ai introduit deux miroirs indépendants dans la ligne de recompression du laser. La séparation se fait en orientant les miroirs M1 et M2

comme le montre la figure 3.8.

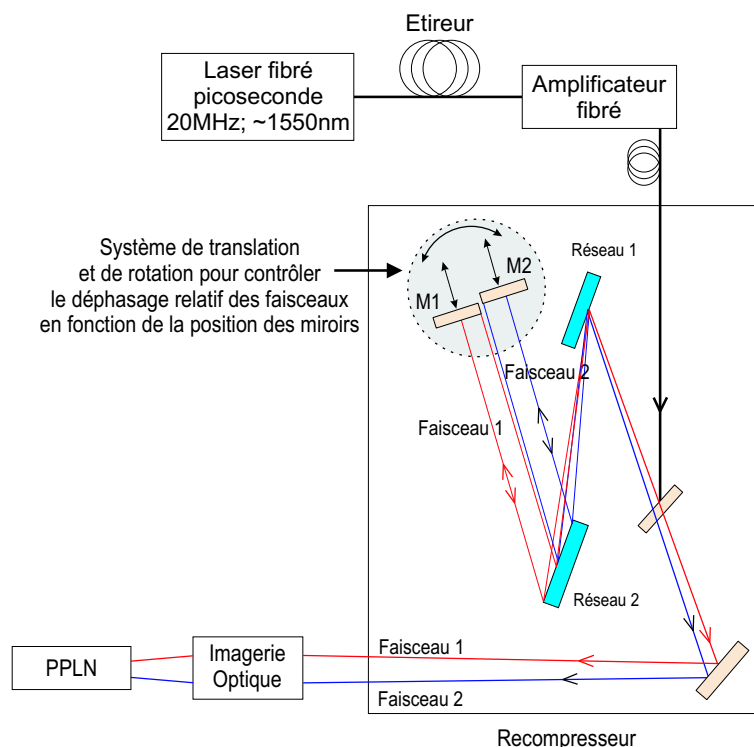


FIG. 3.8 – Montage expérimental permettant le partage du spectre initial.

Le partage du faisceau permet d'avoir deux impulsions synchrones de même énergie, mais centrées sur deux longueurs d'ondes différentes. Le faisceau 1 et le faisceau 2 ont une largeur spectrale de 1,54 nm et de 1,44 nm et sont centrés respectivement à 1545,3 nm et 1547,6 nm (figure 3.9).

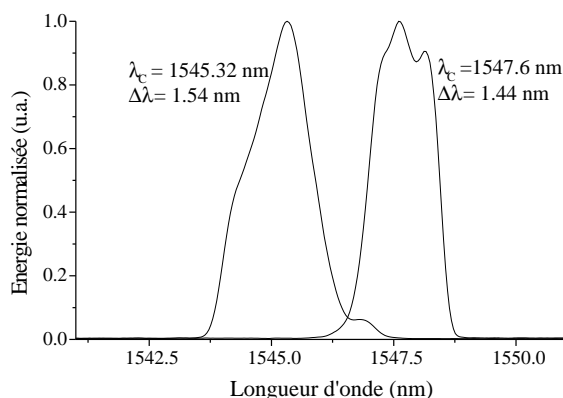


FIG. 3.9 – Spectres des deux faisceaux incidents décalés en longueur d'onde.

La température du cristal a été réglée de manière à réaliser une propagation soliton pour les deux faisceaux. Pour les conditions expérimentales, le désaccord en phase de chaque longueur

d'onde est de 10π pour le faisceau1 et de 27π pour le faisceau2. Les durées des impulsions mesurées par la méthode d'autocorrélation sont de 4,2ps pour le faisceau1 et de 3,5ps pour le faisceau2. Ces longueurs d'ondes très proches satisfont aux conditions requises pour une propagation soliton pour une même température du guide.

Les faisceaux focalisés sur la face d'entrée du cristal ont des tailles égales à $48\mu\text{m}$ et $51\mu\text{m}$. L'angle d'incidence est de 0,25degrés dans le cristal et la séparation entre les maxima des faisceaux est de $8\mu\text{m}$ sur la face d'entrée. Malgré la différence des longueurs d'onde centrales, un phénomène d'interférence reste visible à l'entrée du guide. Habituellement, la superposition spatiale de deux faisceaux séparés de $\Delta\lambda$ est accompagnée d'un battement temporel (de période $\lambda^2/c\Delta\lambda$) qui ajoute une modulation temporelle qui empêche l'observation directe des franges spatiales. Or, ici, la durée des modulations temporelles est du même ordre de grandeur que les durées d'impulsions. Cette singularité préserve la visibilité des franges d'interférences sur une caméra classique et la sensibilité à la phase de l'interaction non linéaire.

II- 3). b) Résultats expérimentaux en fonction du déphasage.

Lorsque l'on opère une translation longitudinale d'un miroir, on modifie la différence de phase entre les faisceaux incidents ainsi que la synchronisation temporelle. Les deux cas présentés correspondent à une différence de phase nulle et égale à π . Il est à noter que la différence de phase entre les faisceaux n'a pas été mesurée expérimentalement. Elle a été déduite des expériences précédentes sur la collision et a été confirmée numériquement par les investigations théoriques (F.Baronio, Université de Brescia).

Dans ce contexte, une commutation spatiale basée sur le même principe de fonctionnement que celui proposé page 91 est possible (figure 3.10).

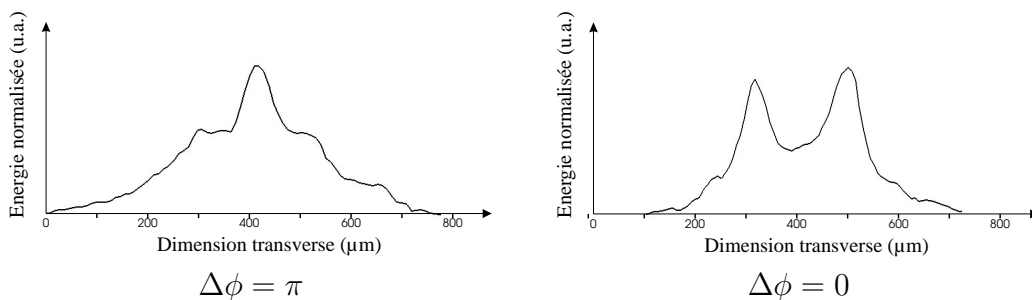


FIG. 3.10 – Profils spatiaux de sortie pour une interaction non colinéaire entre deux faisceaux ayant des longueurs d'onde centrales différentes.

Dans le cas d'une différence de phase nulle, la répartition transverse du champ montre une frange d'interférence centrale en entrée du guide. La propagation d'un faisceau autoguidé est alors visible. Sa direction est médiane par rapport aux directions des faisceaux incidents. Néanmoins, le profil de sortie montre un faisceau avec un large piédestal. Ceci reflète une mauvaise fusion des deux faisceaux et un couplage spatial faible.

Pour une relation de phase entre les deux ondes proche de π , deux faisceaux autoguidés sont engendrés dans le guide PPLN. Une répartition transverse de l'énergie avec deux pics est alors observée à la sortie du cristal. La distance de $215\mu\text{m}$ entre les deux faisceaux autoguidés en sortie (figure 3.10) est très proche de la valeur calculée à partir des conditions données en entrée ($220\mu\text{m}$). La mauvaise qualité du piégeage peut être expliquée par le fort désaccord en phase subi par un des faisceaux.

L'utilisation de deux faisceaux de fortes puissances reste un frein important à l'application de ces schémas de commutation dans les systèmes de télécommunications. C'est pourquoi j'ai cherché à valider le principe d'un autre système d'adressage spatial basé sur la commutation d'un signal de faible amplitude via une interaction paramétrique avec un faisceau de type soliton.

II- 4) Système d'adressage reconfigurable d'un faisceau de faible intensité par un faisceau autoguidé.

Ce nouveau système est basé sur une différence de fréquence entre une onde FF de faible intensité (signal à commuter) et une onde au SH de forte puissance (contrôle), en régime non colinéaire. La différence de fréquences entre une forte composante au SH contenue dans un faisceau autoguidé et un faible "signal" au FF génère une troisième onde dite "réplique" à la longueur d'onde fondamentale. La direction de propagation de cette nouvelle onde doit satisfaire les conditions entre les trois vecteurs d'ondes présents. Elle est alors symétrique à la direction de propagation de l'onde signal par rapport à l'onde contrôle (cf. figure 3.11). La modification du point de croisement des faisceaux par translation du faisceau contrôle permet de réaliser un adressage reconfigurable en sortie du guide PPLN.

II. Nouvelle géométrie permettant la commutation spatiale de faisceaux de forte énergie.

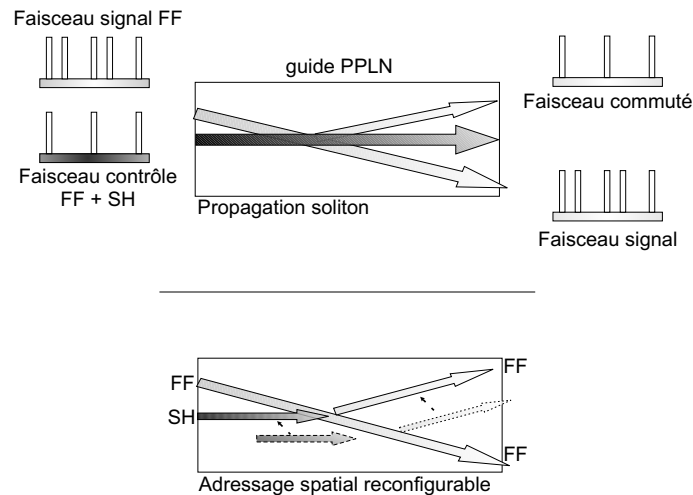


FIG. 3.11 – Schéma de principe de la commutation d'un faisceau de faible intensité.

Le montage utilisé est basé sur l'interféromètre de Michelson présenté précédemment (page 97). Le miroir plan placé sur l'un des bras de l'interféromètre qui permettait la création du train d'impulsions est remplacé par une densité pour diminuer l'intensité du faisceau signal. De plus, une modulation d'amplitude est ajoutée sur chacun des bras de l'interféromètre afin de pouvoir les identifier (cf figure 3.12).

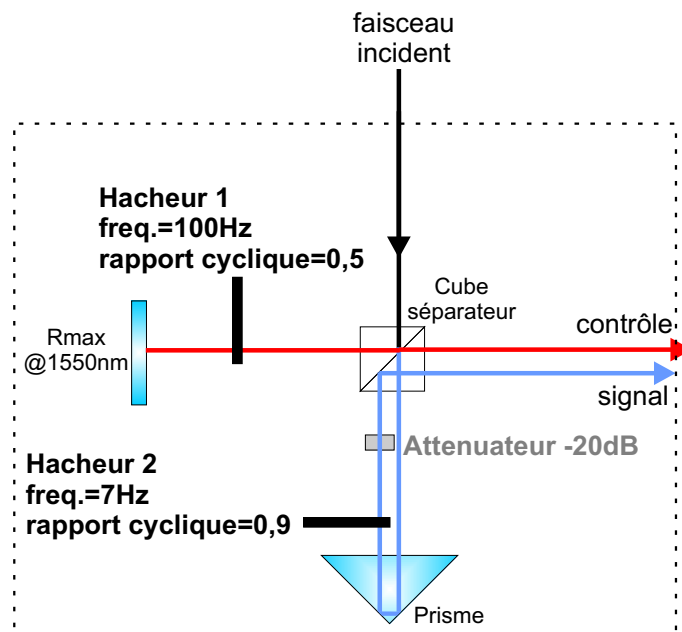


FIG. 3.12 – Modification du montage Michelson pour la commutation d'un signal de faible intensité.

Le faisceau signal est composé d'impulsions de 4ps, à une fréquence de répétition 20MHz, modulées par un signal rectangulaire 100Hz (rapport cyclique= durée d'ouverture/période du hacheur= 0,5). L'amplitude du signal est atténuée de 20 dB par rapport au faisceau contrôle présent sur l'autre bras. Le faisceau contrôle est modulé par un signal rectangulaire à une fréquence de 7Hz (rapport cyclique=0,9).

La forte composante au SH utile à la création de l'onde réplique est obtenue grâce à la non linéarité quadratique du milieu qui double la fréquence de l'onde FF et permet une propagation autoguidée de celui-ci. Les deux faisceaux sont focalisés et superposés sur la face d'entrée du cristal PPLN avec un angle interne de 1deg. La présence d'un faisceau autoguidé permet de mieux séparer spatialement les faisceaux présents à la sortie du guide et assure une meilleure isolation du signal commuté.

Les signaux de sortie sont visualisés grâce à une caméra et analysés par une photodiode rapide. La figure 3.13 reporte les relevés des signaux analysés à la photodiode avant et après la propagation dans le guide.

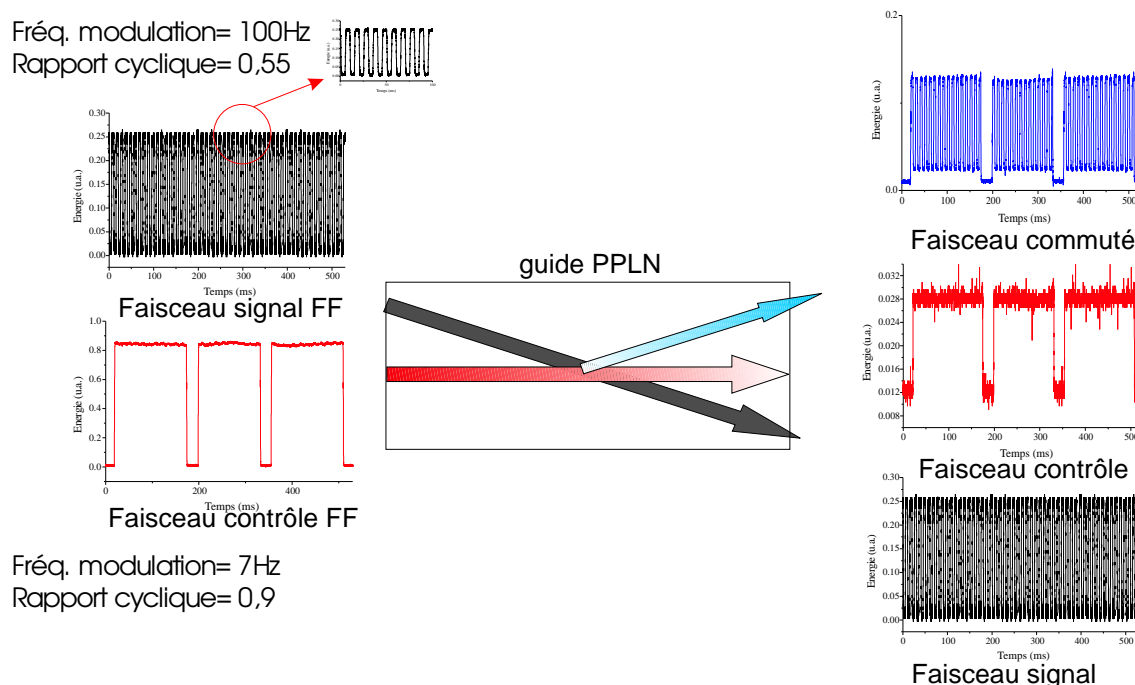


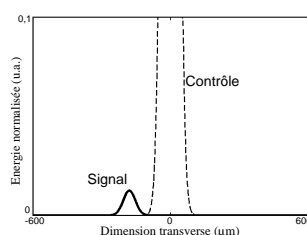
FIG. 3.13 – Résultats expérimentaux sur la commutation d'un faisceau de faible intensité.

A l'issue de la propagation, les faisceaux signal et contrôle conservent leur modulation propre. Quant à l'onde réplique, elle combine les caractéristiques des deux faisceaux qui l'ont engendrée. Le signal commuté possède une puissance crête de 0,18 W, pour une puissance initiale de 1500W pour le faisceau contrôle et de 15W pour le signal. L'efficacité est alors de l'ordre de -19dB. Le contraste existant sur le signal commuté par rapport au bruit est de 14dB. L'efficacité de la commutation dépend du recouvrement à la fois temporel et spatial des deux faisceaux d'entrée. Un angle plus faible entre ces faisceaux permettrait d'augmenter ce recouvrement et d'obtenir un plus grand rendement de conversion. Ce gain se ferait au détriment de la distance de séparation entre les faisceaux de sortie.

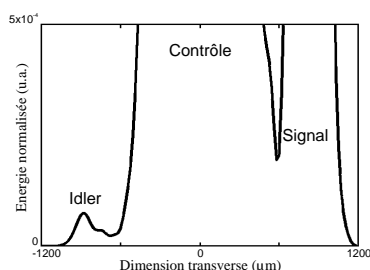
La faible puissance de l'onde réplique n'a pas permis de mesurer les profils d'autocorrélations et donc d'étudier les limitations de ce système en terme de vitesse de commutation. Pour autant, il est raisonnable de penser que l'adressage peut être réalisé à une vitesse d'au moins 125Gb/s comme dans l'étude précédente basée sur l'excitation non colinéaire de faisceaux auto piégés.

Ce montage a pour avantage de réaliser un adressage opto optique insensible à la relation de phase entre les deux faisceaux qui interagissent. En effet, en régime colinéaire, la différence de fréquence entre deux ondes n'est possible que pour une relation de phase fixe de $\pi/2$ entre l'onde au fondamentale et l'onde au second harmonique. En régime non colinéaire et pour un angle suffisamment important, il existe plusieurs positions respectant cette condition (franges d'interférences). Or, une modification de la différence de phase entre les faisceaux d'entrée se traduit par une translation spatiale du système de franges d'interférences. Malgré ce glissement, il est possible de respecter ponctuellement la condition de relation de phase entre les ondes FF et SH. Ainsi, l'efficacité de la génération de l'onde réplique est peu sensible à la phase relative entre les faisceaux incidents.

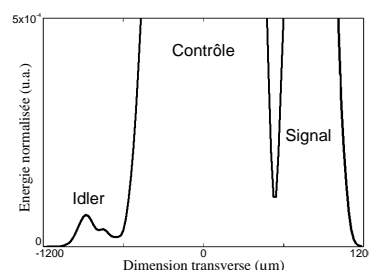
Une étude numérique de ce système de commutation a été réalisée par l'université de Brescia. Les profils des faisceaux signal, contrôle et réplique sont montrés pour un déphasage nul et pour un déphasage égal à π (figure 3.14).



a) Faisceaux signal et faisceau contrôle en entrée



b) Faisceaux en sortie pour un déphasage de π



c) Faisceaux en sortie pour un déphasage nulle

FIG. 3.14 – Résultats des investigations numériques réalisées par l’université de Brescia ; $\Delta kL = 20\pi$, $\alpha = 1$ degrés.

Aucun changement notable sur l’efficacité de conversion, ni sur le profil des faisceaux n’a été observé. Ceci confirme l’insensibilité de ce système à la relation de phase entre les ondes incidentes.

On peut noter qu’il est également possible d’accorder la fréquence de l’onde réplique en modifiant la longueur d’onde centrale du faisceau contrôle.

III Conclusion.

J’ai étudié dans ce chapitre différents schémas permettant de réaliser le routage et l’adressage spatial d’impulsions picosecondes. Ils sont basés sur la collision de faisceaux autopiégés ou leur excitation en régime d’excitation non colinéaire. Dans l’ensemble des cas étudiés, la différence de temps de groupe entre les ondes FF et SH est environ 5 fois supérieure aux durées d’impulsions.

La première expérience basée sur la collision élastique ou inélastique entre deux solitons spatiaux quadratiques a conduit à une mauvaise efficacité de commutation. Dans ce cas là, la différence de vitesse de groupe est clairement à l’origine du mauvais fonctionnement de ce schéma de routage.

Une nouvelle méthode basée sur l'interférence de deux faisceaux de fortes intensités permet néanmoins d'exciter soit un, soit deux solitons suivant la relation de phase entre les faisceaux d'entrée. Pour une relation de phase incidente égale à π , on observe une propagation de deux faisceaux en régime autoguidé sans modification de leur direction de propagation initiale. Une relation de phase nulle permet une modification des conditions de propagation. Un seul faisceau soliton est alors excité dans une direction médiane par rapport aux directions incidentes. Ce schéma de routage tout optique a été utilisé pour démontrer la commutation spatiale d'une impulsion de 4ps dans un train à 125Gb/s.

Ce schéma offre l'avantage de réaliser une porte optique commandée par la présence d'un faisceau de contrôle. L'utilisation de deux longueurs d'ondes légèrement différentes pour les faisceaux contrôle et signal a également été démontrée pour ce type de configuration. Malheureusement, la réalisation du routage spatial d'une impulsion signal est sensible à la relation de phase entre les deux faisceaux incidents. Ceci interdit la mise en oeuvre de ces systèmes en utilisant des sources (signal et contrôle) indépendantes. De plus, l'énergie par impulsion nécessaire à la commutation est très élevée et donc impossible à adapter aux conditions des réseaux de communications optiques.

J'ai alors proposé et étudié un système de routage tout optique permettant la commutation d'un signal de faible énergie. Dans ce cas, la "commutation" est basée sur la différence de fréquence entre une onde contrôle de forte intensité et l'onde signal. La conversion de fréquence est réalisée en régime non colinéaire. Ce système a pour avantage d'être insensible à la phase relative entre les deux faisceaux permettant l'utilisation de sources laser indépendantes. De plus, une modification de la position ou de l'orientation du faisceau contrôle permet une reconfiguration du système d'adressage. L'adressage d'impulsions de 4ps avec des puissances crêtes de 15W a ainsi été réalisé. La différence de vitesse de groupe présente dans ce régime d'impulsion ne semble pas jouer sévèrement sur les performances du système en terme de débit.

Bibliographie

- [1] F. Reynaud et A. Barthélémy, “Optically controlled interaction between two fundamental soliton beams,” *Europhysics Letters*, **12**, pp. 401 (juillet 1990).
- [2] F. Reynaud et A. Barthelemy, “AND optical gate using soliton beams interaction,” dans *Proc. SPIE Vol. 1319, p. 105-105, Optics in Complex Systems, Franz Lanzl ; Gerd Weigelt ; Eds.*, pp. 105–105 (juillet 1990).
- [3] G. Leo, G. Assanto et W. E. Torruellas, “Intensity-controlled interactions between vectorial spatial solitary waves in quadratic nonlinear media,” *Optics Letters*, **22**, pp. 7–9 (janvier 1997).
- [4] Y. Baek, R. Schiek, G. I. Stegeman, I. Baumann et W. Sohler, “Interactions between one-dimensional quadratic solitons,” *Optics Letters*, **22**, pp. 1550–1552 (octobre 1997).
- [5] B. Costantini, C. de Angelis, A. Barthelemy, B. Bourliaguet et V. Kermene, “Collisions between type II two-dimensional quadratic solitons,” *Optics Letters*, **23**, pp. 424–426 (mars 1998).
- [6] V. V. Steblina, Y. S. Kivshar et A. V. Buryak, “Scattering and spiraling of solitons in a bulk quadratic medium,” *Optics Letters*, **23**, pp. 156–158 (février 1998).
- [7] A. V. Buryak et V. V. Steblina, “Soliton collisions in bulk quadratic media : comprehensive analytical and numerical study,” *Optical Society of America Journal B Optical Physics*, **16**, pp. 245–255 (février 1999).
- [8] G. Kalbermann, “Soliton interacting as a particle,” *Physics Letters A*, **252**, pp. 37–42 (février 1999).
- [9] C. Simos, V. Couderc, A. Barthélémy et A. V. Buryak, “Phase-dependent interactions between three-wave spatial solitons in bulk quadratic media,” *Optical Society of America Journal B Optical Physics*, **20**, pp. 2133–2141 (octobre 2003).
- [10] C. Simos, V. Couderc et A. Barthélémy, “Expériences sur les interactions de type particulière de solitons multicolores : fusion, répulsion, enroulement en spirale,” *Journal de Physique IV*, **12**, pp. 211–212 (juin 2002).
- [11] G. Leo et G. Assanto, “Collisional interactions of vectorial spatial solitary waves in type II frequency-doubling media,” *Optical Society of America Journal B Optical Physics*, **14**, pp. 3151–3161 (novembre 1997).

- [12] V. Couderc, E. López-Lago, C. Simos, A. Barthélémy et A. V. Buryak, “Experiments in quadratic spatial soliton generation and steering in a noncollinear geometry,” *Optics Letters*, **26**, pp. 905–907 (juin 2001).
- [13] A. V. Buryak et V. V. Steblina, “Quadratic solitons : New possibility for all-optical switching.” *Australian Journal of Physics*, **52**, pp. 697–714 (1999).
- [14] M. Peccianti, C. Conti, G. Assanto, A. De Luca et C. Umeton, “All-optical switching and logic gating with spatial solitons in liquid crystals,” *Applied Physics Letters*, **81**, pp. 3335–3337 (octobre 2002).
- [15] W. E. Torruellas, G. Assanto, B. L. Lawrence, R. A. Fuerst et G. I. Stegeman, “All-optical switching by spatial walkoff compensation and solitary-wave locking,” *Applied Physics Letters*, **68**, pp. 1449–1451 (mars 1996).
- [16] C. B. Clausen et L. Torner, “Spatial switching of quadratic solitons in engineered quasi-phase-matched structures,” *Optics Letters*, **24**, pp. 7–9 (janvier 1999).
- [17] S. K. Johansen, O. Bang et M. P. Sørensen, “Escape angles in bulk $\chi^{(2)}$ soliton interactions,” *Physical Review E*, **65**, no. 2, pp. 6601 (février 2002).
- [18] G. Assanto et I. Torelli, “Cascading effects in type II second-harmonic generation : applications to all-optical processing,” *Optics Communications*, **119**, pp. 143–148 (février 1995).
- [19] A. Kaplan, B. V. Gisin et B. A. Malomed, “Stable propagation and all-optical switching in planar waveguide-antiwaveguide periodic structures,” *Optical Society of America Journal B Optical Physics*, **19**, pp. 522–528 (mars 2002).
- [20] P. di Trapani et W. Chinaglia, “Ultrafast addressing by use of spatial solitons in traveling-wave parametric amplification,” *Optics Letters*, **23**, pp. 1653–1655 (novembre 1998).
- [21] R. Shiek, Y. Baek, G. I. Stegeman et W. Sohler, “Interactions between one dimensional quadratic soliton-like beams,” *Optical and Quantum Electronics*, **30**, pp. 483–497 (1998).
- [22] A. Barthelemy, B. Bourliaguet, V. Couderc, C. De Angelis, F. Gringoli, G. W. Ross, P. G. Smith et D. C. Hanna, “Collisions between two-dimensional quadratic spatial solitons in PPLN,” dans *Proc. SPIE Vol. 3936, p. 250-258, Integrated Optics Devices IV, Giancarlo C. Righini ; Seppo Honkanen ; Eds.*, pp. 250–258 (mars 2000).

- [23] A. Barthelemy, B. Bourliaguet, V. Couderc, B. Costantini, C. De Angelis, G. F. Nalesso et C. G. Someda, "Generation and interactions of two-dimensional vectorial second-order spatial solitary waves," dans *Proc. SPIE Vol. 3666, p. 317-322, International Conference on Fiber Optics and Photonics : Selected Papers from Photonics India '98*, Anurag Sharma ; Banshi D. Gupta ; Ajoy K. Ghatak ; Eds., pp. 317–322 (avril 1999).

Chapitre 4

Déflexion et réflexion non linéaires sur des transitions d'accord de phase.

Sommaire

I	Approche théorique simplifiée.	119
II	Déflexion d'un faisceau soliton au voisinage de la limite d'une structure à QAP dans du niobate de lithium.	120
	II- 1) Déflexion d'un faisceau soliton à 1548nm dans un guide plan présentant une transition PPLN/LiNbO ₃	120
	II- 1). a) Résultats sur la déflexion d'un faisceau soliton.	121
	II- 1). b) Influence de l'éclairement et des conditions d'accord de phase sur la déflexion d'un faisceau soliton.	124
	II- 2) Déflexion d'un faisceau à 1064 nm dans un cristal massif présentant une jonction PPLN/LiNbO ₃	126
	II- 2). a) Montage expérimental.	126
	II- 2). b) Observation du phénomène de déflexion.	126
	II- 2). c) Étude en fonction de l'éclairement incident.	127
	II- 2). d) Étude du décalage en fonction du désaccord en phase.	129
	II- 3) Déflexion d'un faisceau soliton au niveau de l'interface entre deux zones de pas d'inversion différents dans un guide plan PPLN.	130
	II- 3). a) Cas du désaccord en phase positif en zone1 - négatif en zone2.	131
	II- 3). b) Cas d'un désaccord en phase fortement positif en zone1 - fortement positif en zone2.	133
	II- 3). c) Cas du désaccord en phase positif fort en zone1 - positif faible en zone2.	134
	II- 4) Conclusion sur la déflexion d'un faisceau autoguidé par une transition d'accord de phase.	135
III	Réflexion non linéaire d'un faisceau soliton sur une transition d'accord de phase. 136	
	III- 1) Réflexion non linéaire d'un faisceau soliton dans un cristal massif de niobate de lithium sur une interface PPLN/LiNbO ₃	137
	III- 1). a) Étude de la réflexion non linéaire en fonction de l'éclairement incident.	139

III- 1). b) Étude de la réflexion non linéaire en fonction de l'angle d'incidence.	142
III- 1). c) Étude de la réflexion non linéaire en fonction du désaccord en phase.	144
III- 2) Réflexion dans un guide plan au niveau d'une bordure PPLN/LiNbO ₃	145
III- 2). a) Conditions expérimentales.	145
III- 2). b) Étude de la réflexion non linéaire en fonction de la position du faisceau incident par rapport à la bordure non linéaire.	146
III- 3) Réflexion dans un guide plan présentant une transition entre deux structures PPLN différentes.	147
III- 3). a) Étude de la réflexion non linéaire en fonction de l'éclairement.	148
III- 3). b) Étude de la réflexion non linéaire en fonction de l'angle d'incidence.	149
III- 3). c) Étude de la réflexion non linéaire en fonction du désaccord en phase.	150
III- 4) Conclusion sur la réflexion d'un faisceau autoguidé sur une transition d'accord de phase.	151
IV Conclusion.	152
Bibliographie	153

Ce chapitre traite d'un autre moyen d'adressage basé sur la commutation spatiale d'un faisceau autopiégé au niveau d'une frontière entre deux milieux possédant des conditions d'accord de phase différentes. Cet effet est dû à la présence d'une barrière de potentiel, dépendante de l'éclairement, localisée au niveau de la jonction, qui se traduit par une force attractive ou répulsive sur le faisceau soliton se propageant à son voisinage.

Après les premiers travaux publiés sur ce sujet par Bloembergen et Pershan [1], et Kaplan [2, 3], de nombreuses études théoriques sont venues alimenter ce domaine de recherche [4–6]. Plus récemment, en 1998, Clausen et al. [7] ont montré de manière numérique la possibilité d'obtenir une réflexion ou une déflexion d'un faisceau autoguidé au voisinage d'une anomalie structurelle du milieu quadratique. Plus tard, ils ont démontré, avec Torner, ces effets de commutation dans des cristaux PPLN présentant une transition non linéaire entre deux structures PPLN de périodes différentes [8]. Ils ont prédit l'évolution de ce type de phénomène en fonction du désaccord en phase et des éclaircissements des faisceaux incidents. En 2002, F. Baronio et C. De Angelis [9] ont étendu le concept de réflexion à la déviation continue d'un faisceau soliton dans les structures PPLN. Ils mirent en évidence une large variété de familles de modes de propagation non linéaire en prédisant la déflexion d'un faisceau soliton pour un très faible seuil de piégeage. Malgré de nombreuses études numériques, aucun résultat expérimental n'a été fourni durant les vingt dernières années dans les milieux quadratiques. Néanmoins, dans les milieux non linéaires d'ordre 3, on peut citer Dumais et al. [10, 11] qui ont publié un léger effet de déplacement transverse ($2\mu\text{m}$) d'un faisceau se propageant proche de la limite entre un guide canal AlGaAs et une structure à multiples puits quantiques.

Dans les milieux non linéaires quadratiques, la maîtrise de la technique du quasi accord de phase permet de réaliser des guides PPLN de bonne qualité, possédant des transitions de structures PPLN variées, qui sont favorables à la réalisation de ces types de déviation.

Dans ces conditions, j'ai cherché à mettre en évidence et à exploiter la déflexion et la réflexion non linéaires d'un soliton quadratique au niveau d'une transition abrupte d'accord de phase. Ces expériences ont été réalisées en une dimension dans un guide plan PPLN autour de 1550nm, et à deux dimensions dans un cristal massif PPLN. L'influence de la différence de vitesse de groupe sur ces phénomènes de commutation a également été étudiée.

J'ai distingué dans ce chapitre deux phénomènes qui feront l'objet de deux parties distinctes. La première traitera de la déflexion (ou émission) d'un soliton excité au voisinage d'une frontière d'accord de phase (PPLN/LiNbO₃ ou PPLN₁/PPLN₂).

Je présente dans la seconde partie les résultats expérimentaux et numériques relatifs à la réflexion non linéaire d'un faisceau autopiégé sur cette bordure. Les propriétés de ce phénomène en fonction de l'éclairement du faisceau incident, du désaccord en phase et de l'angle d'incidence par rapport à la structure ont été étudiées.

Les résultats exposés dans ce chapitre font partie des premiers résultats expérimentaux qui démontrent ce phénomène applicable au routage tout optique à l'aide de faisceaux solitons quadratiques. Ils sont tous appuyés et illustrés par des simulations effectuées à l'Université de Brescia [12–16].

I Approche théorique simplifiée.

Avant d'exposer les études et les résultats expérimentaux, cette partie revient sur l'analyse théorique des équations de propagation afin de mieux appréhender la notion de barrière de potentiel à l'origine des déviations du faisceau soliton.

J'ai déjà évoqué dans le premier chapitre qu'un faisceau soliton en régime de fort désaccord en phase pouvait être décrit par l'équation non linéaire de Shrödinger similaire à celle déterminant la propagation de faisceaux dans les milieux Kerr. L'équation de l'onde fondamentale peut alors être décrite de la manière suivante :

$$i\frac{\partial W}{\partial \zeta} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 W}{\partial s^2} - \frac{1}{2\gamma}|W|^2W = 0 \quad (4.1)$$

où le paramètre γ est donné par :

$$\begin{aligned} \gamma(s) &= \Delta k_\epsilon k_1 r_0^2 \\ &= \left(\Delta k - \frac{\Lambda(s)}{\pi} \right) k_1 r_0^2 \end{aligned}$$

avec r_0 la taille du faisceau et $\Lambda(s)$ la valeur du pas d'inversion des domaines.

Le terme de $\frac{-1}{2\gamma}|W|^2$ dans l'équation est équivalent à la présence d'un potentiel appliqué à l'onde FF. La présence de ce potentiel est propre à un effet non linéaire, et il est fonction du carré du champ ($|W|^2$). Si l'onde a un profil en forme de cloche, elle engendre un puits de potentiel et peut donc "s'autopiéger". Quand l'onde satisfait aux conditions soliton (profil, largeur, amplitude), elle correspond au mode propre du potentiel qu'elle engendre.

Une modification transverse de la structure QPM permet, par l'intermédiaire de γ , de faire varier le niveau de ce potentiel et d'obtenir ainsi une différence de potentiel à l'interface des deux zones.

Prenons par exemple le cas d'une transition où le désaccord en phase est positif dans une partie du cristal non linéaire (zone1), et négatif dans une zone adjacente (zone2). L'état des potentiels déterminés par la valeur de γ (et donc de Δk) peut être représenté très schématiquement de la manière suivante :

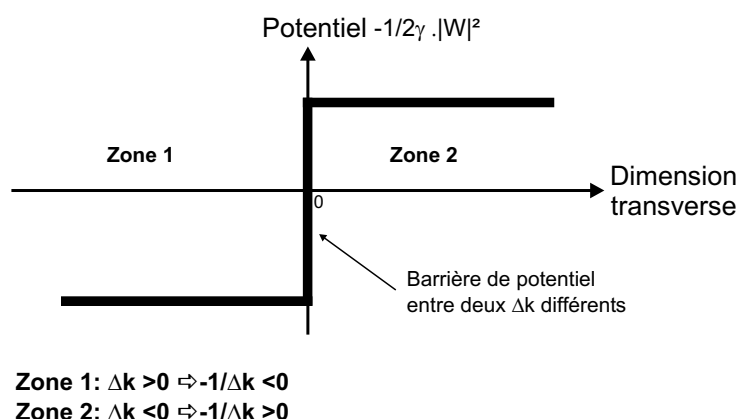


FIG. 4.1 – Représentation schématique d'une barrière de potentiel entre deux zones possédant des conditions d'accord de phase différentes, pour un éclairage uniforme.

Une barrière de potentiel se crée entre la zone1 et la zone2. En fonction des signes et des valeurs des Δk_i (variation de pas, de la température ou de la longueur d'onde), il est possible de modifier la "géométrie" de cette barrière. L'amplitude de la différence de potentiels dépendra des valeurs de Δk dans chaque structure, et tendra à diminuer lorsque le désaccord en phase augmente. L'état de cette barrière est également fonction de l'intensité du faisceau, et sera d'autant plus importante que le faisceau sera intense.

La présence de cette barrière de potentiel non linéaire pourra alors influencer la propagation d'un faisceau en son voisinage. Finalement, les effets de déviations non linéaires envisagés sur une transition d'accord de phase offrent de nouvelles solutions de routage tout optique, différents de la collision de faisceaux solitons ou de la génération non colinéaire.

II Déflexion d'un faisceau soliton au voisinage de la limite d'une structure à QAP dans du niobate de lithium.

II- 1) Déflexion d'un faisceau soliton à 1548nm dans un guide plan présentant une transition PPLN/LiNbO₃.

Le principe de la déflexion (ou "émission") d'un faisceau soliton repose sur une modification progressive de sa trajectoire au cours de sa propagation au voisinage d'une transition non linéaire. En régime linéaire, le faisceau n'est pas perturbé par la transition entre les deux structures. En revanche, l'effet de déflexion apparaît lorsque le faisceau se propage sous le régime

soliton. Le schéma suivant représente la propagation d'un faisceau dans ces conditions pour les régimes linéaire et non linéaire. La déflexion du faisceau est réalisée vers le milieu possédant la plus forte non linéarité (figure 4.2).

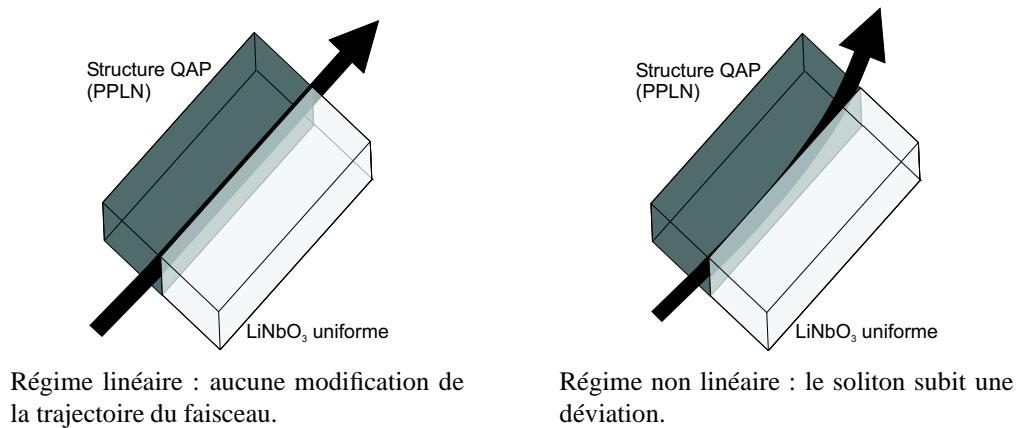


FIG. 4.2 – Représentation schématique de la déflexion d'un faisceau soliton sur la bordure d'une structure PPLN.

II- 1). a) Résultats sur la déflexion d'un faisceau soliton.

Montage expérimental

Le montage expérimental pour réaliser cette étude est similaire à celui utilisé pour l'observation d'une propagation soliton (chapitre 2). Les impulsions fournies par le laser sont de 4ps, centrées à 1548nm avec une largeur spectrale de 1,7nm. Spatialement, le faisceau d'entrée est de forme elliptique, avec une distribution quasi gaussienne. Ses dimensions sont de $60\mu\text{m}$ à mi-hauteur dans le plan non guidé et de $3,9\mu\text{m}$ suivant l'autre direction. Les profils de sortie sont enregistrés à l'aide d'une photodiode.

Cristal non linéaire

Le guide plan mesure 58mm de long et possède un pas d'inversion de $16,92\mu\text{m}$. L'échantillon est placé dans un four maintenu autour de la température d'accord de phase de 160°C . La zone PPLN n'est pas répartie sur toute la largeur physique du cristal de niobate de lithium. On peut alors exploiter la transition entre la structure périodique PPLN et le cristal homogène (figure 4.3).

La température permet de modifier la valeur du désaccord en phase de la région PPLN, mais dans la zone de niobate de lithium le désaccord en phase est très fortement négatif ($\Delta kL \approx -6000\pi$) et les variations seront considérées comme négligeables.

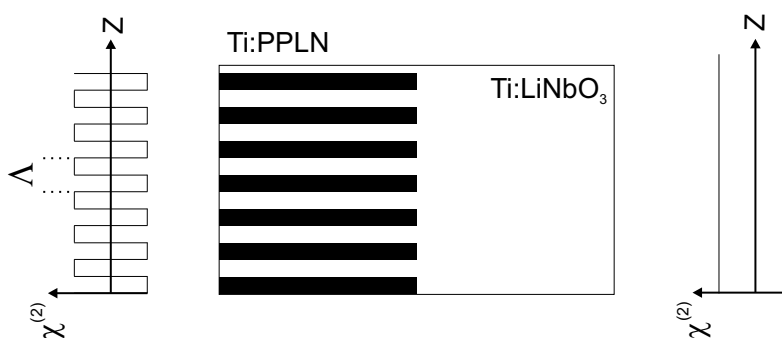


FIG. 4.3 – Jonction entre la zone de niobate de lithium périodiquement inversée et la zone homogène.

Résultats

Le faisceau incident à la longueur d'onde fondamentale (FF) est focalisé sur la face d'entrée du cristal, et réglé parallèlement à l'interface PPLN/LiNbO₃ (angle d'incidence $\simeq 0$). L'effet de déviation du faisceau en sortie sera étudié en fonction de l'éclairement d'entrée et des conditions d'accord de phase (température).

Dans le cas d'une excitation éloignée de l'interface et dans la région PPLN, la propagation sous la forme soliton peut être obtenue malgré la différence de vitesse de groupe entre les ondes fondamentale et second harmonique. Les résultats déjà évoqués au chapitre 2 ont montré que pour un éclairement suffisant ($I > \simeq 50 MW/cm^2$) et un désaccord en phase positif $\Delta kL > 8\pi$, les effets non linéaires compensent les effets de la diffraction spatiale. La figure 4.4 montre les résultats expérimentaux et numériques du régime soliton.

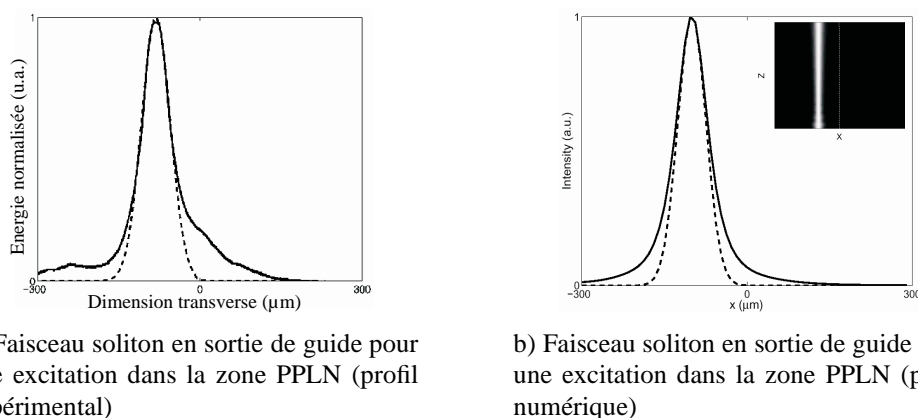


FIG. 4.4 – Illustration de la propagation soliton loin de l'interface PPLN/LiNbO₃, $I = 160 MW/cm^2$, $\Delta kL = 15\pi$ dans la région PPLN, Trait pointillé= faisceau d'entrée, Trait plein= faisceau de sortie.

Dans le cas d'une entrée du faisceau d'excitation au voisinage de la transition (toujours dans la zone PPLN), on observe en sortie un décalage spatial du faisceau soliton en direction de la région PPLN (figure 4.5).

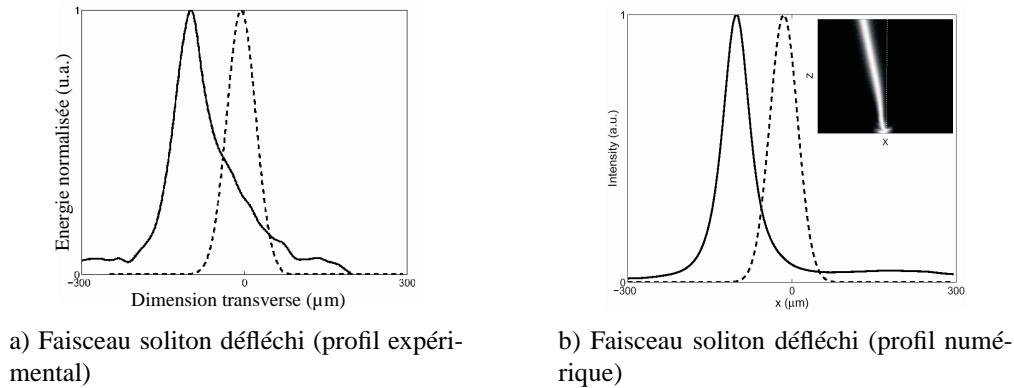


FIG. 4.5 – Déflexion du faisceau soliton lors d'une injection proche de l'interface PPLN/LiNbO₃, $I = 800 MW/cm^2$, $\Delta kL = 15\pi$ dans la région PPLN, Trait pointillé= faisceau d'entrée, Trait plein= faisceau de sortie.

Ce phénomène de déflexion est attribué à l'existence de la barrière de potentiel répulsive induite par l'interface de nature purement non linéaire. En fait, le faisceau subit une accélération de sa vitesse selon la dimension transverse dans la direction où les interactions non linéaires sont les plus efficaces. J'ai pu également noter que la force de répulsion est inversement proportionnelle à la distance entre le centre du faisceau incident et la transition PPLN/LiNbO₃. Pour un faisceau de $60\mu m$ de diamètre, centré sur la transition entre les deux milieux, un déplacement latéral de $30\mu m$ suffit à supprimer toute influence répulsive subie par le faisceau.

La bordure peut présenter de petits défauts qui peuvent nuire à l'efficacité et à la netteté des phénomènes à observer. Par ailleurs, la localisation exacte de la frontière ainsi que son orientation comparée au faisceau incident sont extrêmement difficiles à déterminer avec précision. Aucun indice physique n'indique la présence de l'interface. On peut néanmoins estimer sa position en mesurant l'énergie de l'onde au second harmonique. Les incertitudes sur l'orientation et la position du faisceau d'entrée sont de l'ordre de $0,1$ degré et de $\sim 10\mu m$.

J'ai ensuite étudié l'influence de l'éclairement et des conditions d'accord de phase sur le potentiel répulsif de la bordure.

II- 1). b) Influence de l'éclairement et des conditions d'accord de phase sur la déflexion d'un faisceau soliton.

Au delà de la simple observation de la déflexion d'un faisceau soliton, l'étude de l'évolution de ce système d'adressage en fonction des paramètres du piégeage (éclairement, désaccord en phase) est prépondérante pour mieux appréhender les mécanismes non linéaires mis en jeu.

Pour les mesures en fonction de l'éclairement, la valeur du désaccord en phase positive est choisie afin de permettre la propagation d'un faisceau soliton. Pour $\Delta kL = 13\pi$, j'ai reporté sur la figure 4.6 les profils spatiaux de sortie pour trois éclairements différents.

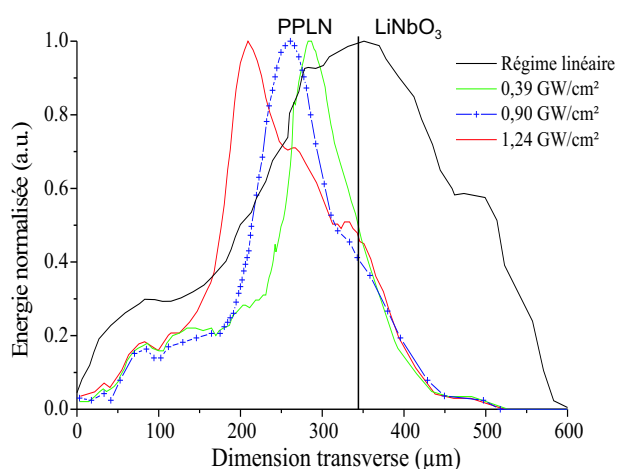


FIG. 4.6 – Profils du faisceau dévié pour trois éclairements différents.

En régime linéaire, le faisceau se propage en subissant les effets de la diffraction. Aucune influence de la transition non linéaire n'est alors observée. Pour un niveau d'éclairement plus important, la déflexion du faisceau est observée. La distance maximale entre la position du faisceau dévié et sa position incidente est de $180\mu\text{m}$ pour un éclairement de $1,24\text{GW}/\text{cm}^2$. Il est à noter que le seuil d'apparition de l'effet de répulsion est très proche, voire confondu avec le seuil de piégeage soliton ($\approx 1\text{GW}/\text{cm}^2$). Le faisceau subit donc simultanément les effets d'autofocalisation et de déflexion. Une partie importante de l'énergie d'entrée est alors piégée dans le faisceau autoguidé et dévié.

Au delà d'une valeur de $0,9\text{GW}/\text{cm}^2$, une augmentation de l'éclairement entraîne une modification du piégeage spatial et une déformation du faisceau soliton. Le profil du faisceau dévié présente alors un fort élargissement et plusieurs pics. Cet étalement du profil peut être expliqué par un élargissement spectral trop important dû aux fortes puissances crêtes. L'ensemble des longueurs d'onde ne se propage pas suivant les mêmes conditions de désaccord en phase et

subissent donc une force de répulsion différente.

Sur la figure 4.7, l'évolution de la déviation du faisceau de sortie est représentée en fonction de l'éclairement pour deux désaccords en phase ($\Delta kL = 13\pi$ et $\Delta kL = 23\pi$).

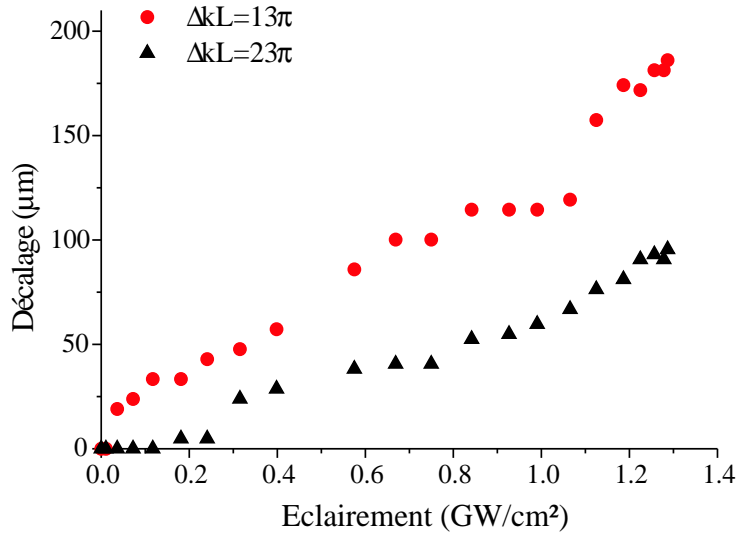


FIG. 4.7 – Évolution de la déviation en fonction de l'éclairement pour deux désaccords en phase positifs.

Pour $\Delta kL = 13\pi$, il est impossible de dissocier le seuil de piégeage et le seuil de commutation non linéaire. L'amplitude de la déviation du faisceau évolue quasi linéairement en fonction de l'éclairement. Le décalage peut atteindre une valeur de $180\mu\text{m}$, ce qui représente trois fois la taille du faisceau d'entrée avec un effet d'étalement du faisceau.

Lorsque le désaccord en phase est accru ($\Delta kL = 23\pi$; triangles), le seuil d'apparition du phénomène de déviation augmente. Aucune déviation n'est observée sans régime de propagation autoguidée. Le décalage du soliton en sortie reste linéaire avec l'éclairement, mais son amplitude diminue. Ceci s'explique logiquement par une baisse des effets non linéaires par cascade paramétrique.

Il est à noter que l'homogénéité de la zone PPLN et la qualité de la bordure entre les régions sont des critères importants pour observer la déflexion des solitons quadratiques.

Je rappelle que la durée d'impulsion (4ps) plus petite que la DTG (19ps) entre les composantes FF et SH du faisceau impose un désaccord en phase suffisamment grand et positif pour atteindre la propagation soliton. Néanmoins, une fois le régime de propagation soliton établi sous les conditions de forte DVG, celle-ci ne semble plus affecter le phénomène de déviation propre au faisceau autoguidé.

II- 2) Déflexion d'un faisceau à 1064 nm dans un cristal massif présentant une jonction PPLN/LiNbO₃.

Comme on vient de le voir, l'émission spatiale d'un faisceau issu d'une impulsion courte est possible dans les guides PPLN.

Afin de connaître l'influence de la différence de vitesse de groupe sur l'effet de déviation, j'ai répété cette expérience en utilisant un cristal massif PPLN et pour des impulsions longues. J'ai pu ainsi comparer les résultats avec les premières expériences et conclure si un régime d'impulsions courtes apporte des différences notables sur le phénomène de déflexion. Bien que l'on ait accès aux deux dimensions transverses, le déplacement du soliton ne sera caractérisé que dans une seule dimension. Des expériences de propagation soliton dans la partie à polarisation périodiquement inversée d'un tel cristal ont déjà été réalisées par Bourliaguet en 1999 [17]. Il a notamment montré que la propagation soliton a lieu à l'accord de phase et pour des désaccords en phase faiblement négatifs et largement positifs.

II- 2). a) Montage expérimental.

Le cristal PPLN utilisé mesure 10mm de long et la température d'accord de phase est de 161°C pour la longueur d'onde incidente de 1064nm. La source laser est de type Nd :YAG pompé par lampes flash à une fréquence de 10Hz. Les impulsions de sortie mesurent 35ps (FWHMI) avec une largeur spectrale $\Delta\lambda$ de 47pm. Un système de lames d'onde permet de faire varier la puissance ainsi que la direction de polarisation du faisceau incident. Le faisceau est alors focalisé sur la face d'entrée du guide avec une taille de $28 \times 28 \mu\text{m}$ à mi hauteur. Comparée aux dimensions du faisceau, la longueur du cristal représente trois fois sa longueur de diffraction. Les analyses du champ proche et du champ lointain du faisceau dévié s'effectuent grâce à deux caméras CCD. L'une visualise la reprise d'image de la face de sortie du cristal pour caractériser le champ proche, l'autre est placée au foyer d'une lentille pour observer les changements de direction de propagation.

II- 2). b) Observation du phénomène de déflexion.

Comme précédemment, le faisceau est envoyé dans la région micro structurée PPLN et parallèlement à la frontière. A faible éclairement, le faisceau diffracte. Sa taille en sortie de $80 \mu\text{m}$ correspond à la taille théorique prévue après propagation dans le cristal PPLN.

En augmentant l'éclairement, le déphasage non linéaire compense la diffraction et le seuil de piégeage obtenu est proche de $1,2GW/cm^2$. N'ayant pas accès à la position relative du faisceau par rapport à la frontière, je translate le guide afin de rapprocher suffisamment le faisceau incident de la frontière PPLN pour visualiser le phénomène d'émission (figure 4.8).

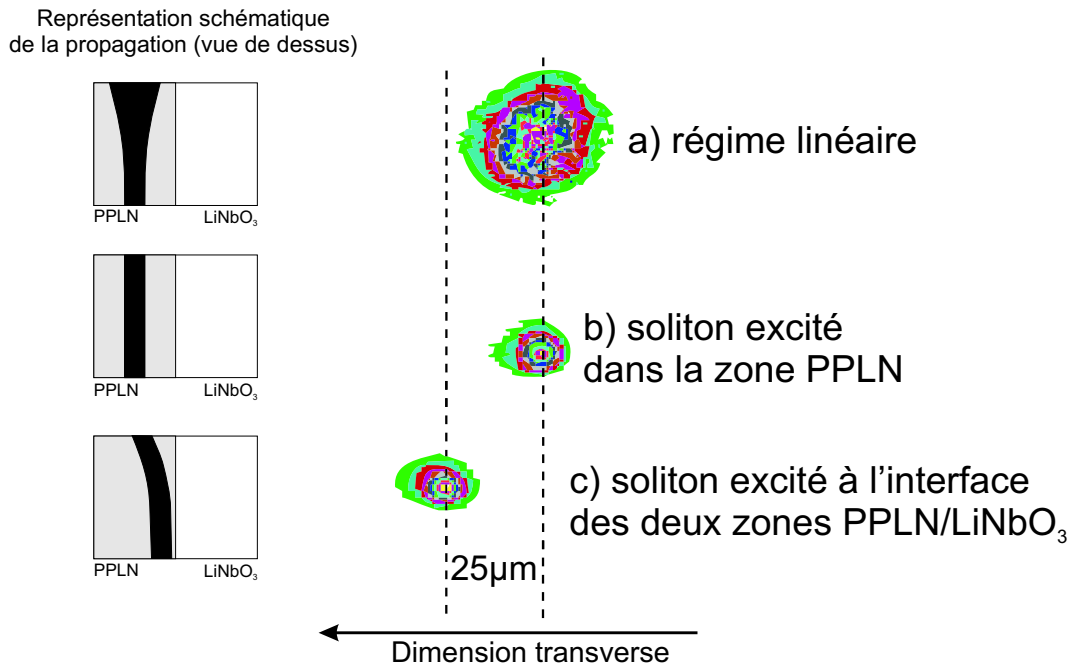


FIG. 4.8 – Illustration du décalage du soliton à partir des images expérimentales du faisceau en sortie obtenues en maintenant fixe le point d'injection du faisceau et en déplaçant le cristal, $I = 6GW/cm^2$.

J'ai alors observé un décalage du faisceau soliton en sortie de guide qui dépend également des conditions de piégeage. La déviation spatiale a ensuite été caractérisée en fonction de l'éclairement et des conditions d'accord de phase.

II- 2). c) Étude en fonction de l'éclairement incident.

La figure 4.9 représente le décalage spatial du faisceau soliton en fonction de l'éclairement incident. Là aussi, le décalage du faisceau est significatif à partir d'un seuil d'éclairement proche de celui nécessaire au piégeage spatial. Pour cet éclairement, le faisceau subit une accélération transverse importante. La pente de la courbe est alors importante. Au delà de cette transition, le décalage spatial est quasi linéaire avec l'augmentation de l'éclairement. L'effet de déflexion est là aussi directement lié au régime d'autoguidage.

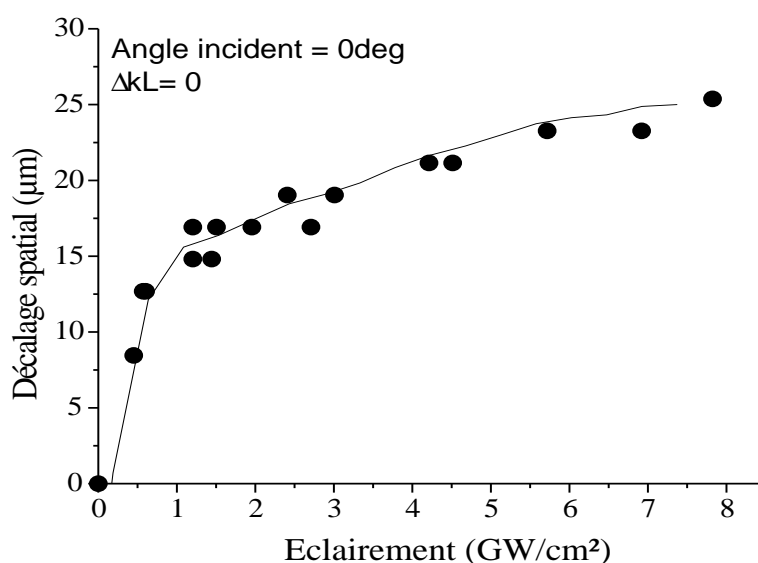


FIG. 4.9 – Évolution du déplacement du faisceau soliton en fonction de l'éclairement incident, $\Delta kL = 0$.

Dans un second temps, j'ai déterminé la quantité d'énergie réellement déviée en fonction de l'éclairement incident. Les résultats de cette étude sont représentés figure 4.10.

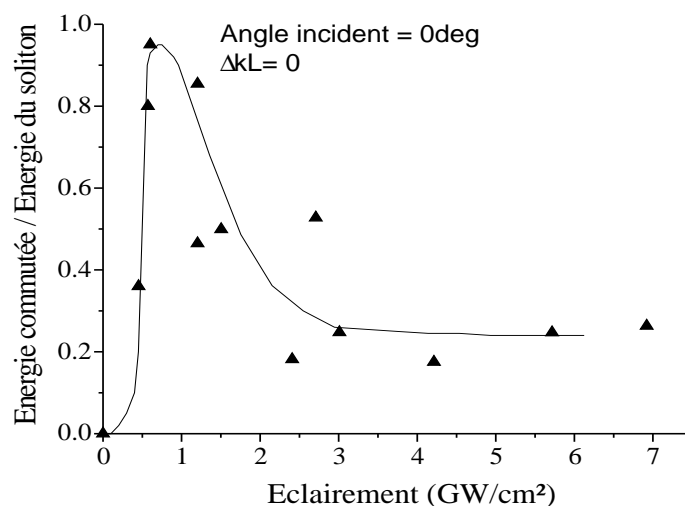


FIG. 4.10 – Évolution de la part d'énergie déviée en fonction de l'éclairement incident.

Cette étude s'est appuyée sur l'analyse des images du champ proche des ondes FF et SH. Un fenêtrage spatial a permis d'évaluer la quantité d'énergie réellement déviée lors des interactions non linéaires. Il s'agit d'effectuer, grâce au système d'acquisition, un rapport entre l'énergie contenue dans le faisceau dévié et l'énergie totale mesurée.

L'évaluation de l'énergie piégée et déviée en fonction de l'éclairement a été réalisée en

régime de tir laser à coup unique afin de minimiser les fluctuations d'énergie de la source. Néanmoins, les erreurs estimées sur les mesures d'énergie sont de l'ordre de 10 à 20%.

D'après la figure 4.10, l'efficacité de la commutation atteint rapidement un maximum de 95% pour un éclairement de $0,8GW/cm^2$ à $1,3GW/cm^2$. Au delà de cet éclairement, le décalage est plus fort mais la quantité d'énergie résiduelle non déviée est plus importante. Au delà de $1,5GW/cm^2$, la part de l'énergie non piégée augmente et celle du faisceau commuté sature. Dès lors, le rapport entre l'énergie commutée et l'énergie totale décroît fortement pour se stabiliser autour de 25%. La valeur de l'éclairement obtenu pour l'efficacité maximale ($0,8GW/cm^2$ - $1,3GW/cm^2$) est très proche, voire identique au seuil de piégeage du faisceau soliton. Ici aussi, l'effet de déviation semble coïncider avec la propagation du faisceau en régime autoguidé. Ce comportement concorde avec les travaux numériques publiés par Baronio [9].

II- 2). d) Étude du décalage en fonction du désaccord en phase.

Les impulsions utilisées ici sont suffisamment longues pour que les effets de la différence de vitesse de groupe n'influent pas sur le régime de propagation soliton. Dans ces conditions, une propagation autoguidée apparaît entre un faible régime de désaccord en phase négatif ($\Delta kL = -4\pi$) et un fort désaccord en phase positif ($\Delta kL = 40\pi$).

Le résultats sur l'évolution du faisceau soliton en fonction du désaccord en phase sont reportées figure 4.11.

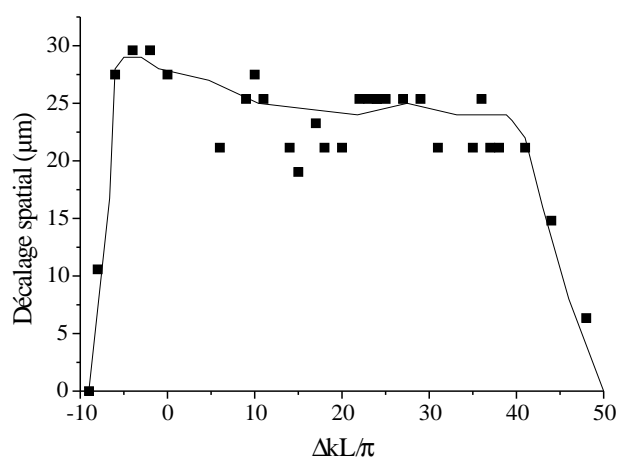


FIG. 4.11 – Évolution du déplacement du faisceau soliton en fonction de du désaccord en phase, $I = 1,3GW/cm^2$.

La barrière de potentiel répulsive reste "active" sur l'ensemble de la plage de désaccord en

phase où le régime soliton est maintenu. Aucun changement notable sur l'effet de répulsion n'est observé avec le changement de signe du désaccord en phase.

Hors des limites de cette plage, les effets non linéaires ne compensent plus la diffraction et le faisceau s'élargit. Les ondes FF et SH ne sont plus couplées mutuellement. Le faisceau devient alors insensible à la barrière de potentiel répulsive. On note également que le décalage transverse du faisceau en sortie du cristal diminue avec le désaccord en phase.

L'analyse des images du champ lointain permet de déduire l'angle de déviation maximale. Il est ici de l'ordre de 0,3 degré pour $\Delta kL = 0$

II- 3) Déflexion d'un faisceau soliton au niveau de l'interface entre deux zones de pas d'inversion différents dans un guide plan PPLN.

Le phénomène de déflexion d'un faisceau soliton peut être également mis en oeuvre grâce à l'interface de deux structures QAP de période différentes gravées côte à côte sur le même substrat de niobate de lithium. Les pas d'inversion des domaines de polarisation sont légèrement différents pour permettre un saut de la non linéarité en fonction de la longueur d'onde. Ce guide original a été fabriqué par l'Université allemande de Paderborn à la suite d'une modélisation numérique fournie par l'équipe italienne.

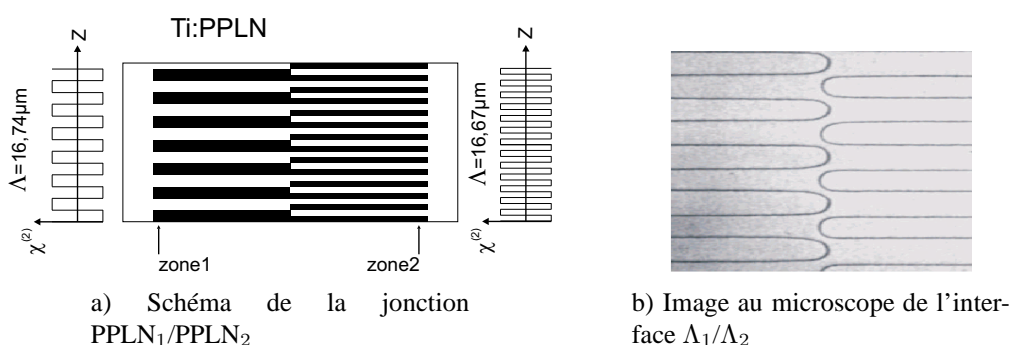


FIG. 4.12 – Jonction entre les deux zones de Niobate de Lithium périodiquement inversée différentes.

Le guide plan mesure 70mm de long et correspond à 3-4 longueurs de diffraction du faisceau incident de $76 \mu\text{m}$ (FWHM). La différence de temps de groupe entre les ondes FF et SH se propageant dans le cristal est de 23ps pour une impulsion laser de 4ps. La valeur reliant la variation de température à la modification de la valeur du désaccord en phase est de $1,66\pi/^\circ\text{C}$. Dans ces conditions, la différence entre les pas d'inversion de la zone1 ($\Lambda_1=16,74 \mu\text{m}$) et la

zone2 ($\Lambda_2=16,67\mu\text{m}$) permet d'avoir des températures d'accord de phase décalées. Elles correspondent alors à 216°C pour la zone1, et 198°C pour la zone2.

La présence de deux structures permet d'effectuer une étude plus riche que dans le cas d'une frontière PPLN/LiNbO₃, car l'état de la barrière de potentiel peut être modifié. Trois plages de températures conduisant à des évolutions différentes en découlent.

- désaccord en phase positif en zone1 et négatif en zone2 ; $216^\circ\text{C} > T > 198^\circ\text{C}$.
- désaccord en phase fortement positif en zone1 et fortement positif en zone2 ; $T < 184^\circ\text{C}$.
- désaccord en phase positif en zone1 et faiblement positif en zone2 ; $195^\circ\text{C} > T > 184^\circ\text{C}$.

II- 3). a) Cas du désaccord en phase positif en zone1 - négatif en zone2.

Dans ce cas, seule la zone1 peut assurer les conditions de désaccord en phase requises pour l'excitation d'un faisceau soliton à partir d'une impulsion courte. Le désaccord en phase négatif de la zone2 empêche la propagation autoguidée comme on l'a montré au chapitre 2. Ces conditions peuvent éventuellement être assimilées à celles définies par une frontière PPLN/LiNbO₃. La représentation schématique de l'état de la barrière de potentiel est présentée figure 4.13.

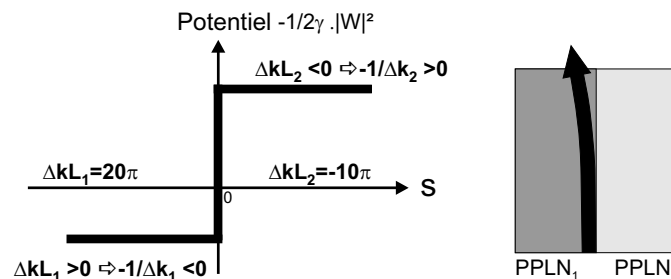


FIG. 4.13 – Représentation schématique de la transition de potentiels dans le cas d'un désaccord en phase positif en zone1 et négatif en zone2.

Pour une température de 204°C qui correspond à $\Delta kL_1 = 20\pi$ et $\Delta kL_2 = -10\pi$, le phénomène d'émission se produit lorsque le faisceau soliton est excité dans la zone1 près de la jonction. Comme cela a déjà été observé dans les autres expériences, l'amplitude du décalage s'accroît en fonction de l'éclairement. La figure 4.14 représente l'évolution des profils du faisceau FF en fonction de l'éclairement.

La déviation maximale obtenue au niveau de la face de sortie du guide est de $130\mu\text{m}$ pour un éclairement de $160\text{MW}/\text{cm}^2$. Cette distance représente environ deux fois la taille du faisceau

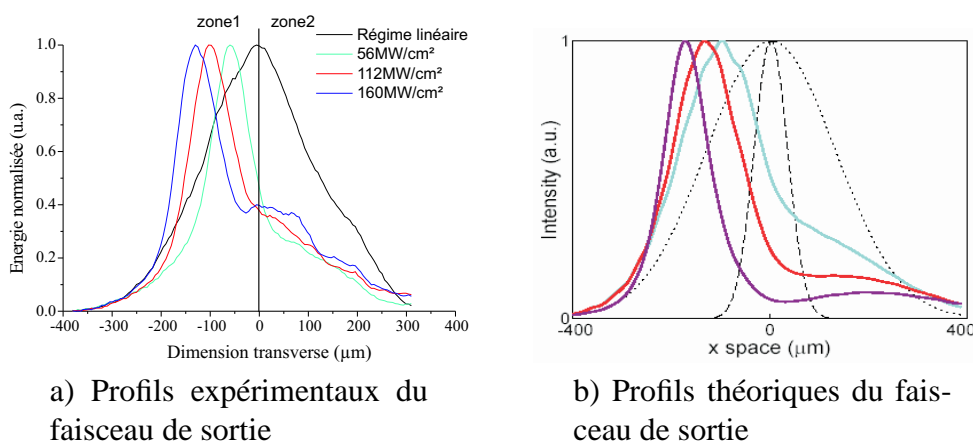


FIG. 4.14 – Déflexion du faisceau soliton en fonction de l'éclairement. $\Delta k L_1 = 20\pi$, $\Delta k L_2 = -10\pi$.

d'entrée.

Comme pour les autres configurations, le déplacement du faisceau de sortie est progressif et sature pour de forts éclairements. Malgré la présence de larges pieds, les profils montrent l'effet de confinement spatial du faisceau. Au delà d'un éclairement de $180 MW/cm^2$, le profil du faisceau se dégrade et s'élargit notablement.

La confirmation d'une propagation autoguidée le long du guide et de son déplacement s'effectue en observant les deux longueurs d'ondes FF et SH qui composent le soliton quadratique. La figure 4.15 montre les profils expérimentaux et calculés de ces deux ondes (faisceau dévié FF en rouge, SH en vert). Les profils restent superposés spatialement et subissent ensemble l'effet de répulsion au niveau de l'interface.

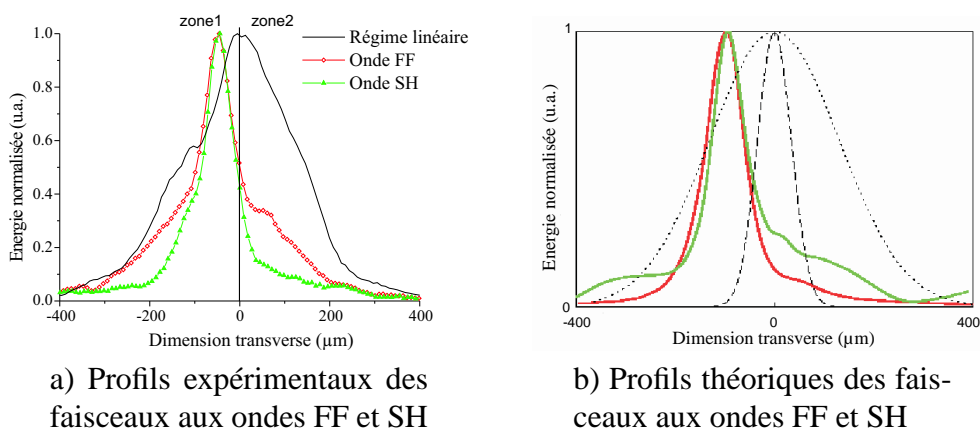


FIG. 4.15 – Déviation des ondes FF et SH lors de la propagation au bord de l'interface, $I=100 MW/cm^2$, $\Delta k L_1 = 20\pi$, $\Delta k L_2 = -10\pi$.

II- 3). b) Cas d'un désaccord en phase fortement positif en zone1 - fortement positif en zone2.

Considérons maintenant le cas où les désaccords en phase sont positifs pour les deux régions simultanément. Une température du guide de 184°C impose des désaccords en phase fortement positifs de 53π pour la zone1 et de 23π for la zone2. La différence de désaccord de phase reste identique à celle obtenue précédemment, mais ces conditions autorisent la propagation en régime autoguidé uniquement pour la région n°2. En effet la valeur du désaccord en phase positif de la zone1 est trop importante pour que les effets non linéaires puissent compenser la diffraction. La barrière de potentiel est schématisée ci dessous :

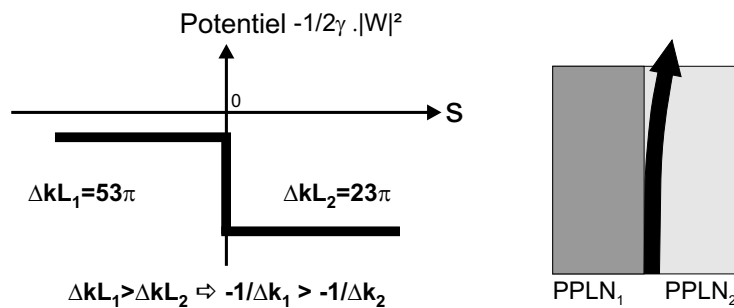


FIG. 4.16 – Représentation schématique de la transition de potentiels dans le cas d'un désaccord en phase fortement positif en zone1 et fortement positif en zone2.

J'ai représenté, figure 4.17, les profils des ondes FF et SH pour ces conditions de désaccord en phase.

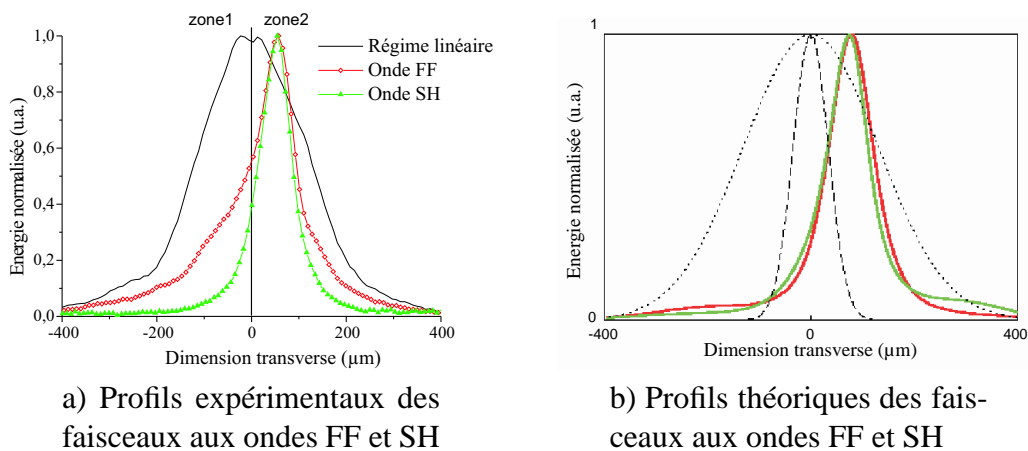


FIG. 4.17 – Déviation des ondes FF et SH lors de la propagation au bord de l'interface, $I=100MW/cm^2, \Delta kL_1 = 53\pi, \Delta kL_2 = 23\pi$.

Le décalage des deux ondes FF et SH se produit désormais en direction de la zone2. Comme précédemment, l'effet de répulsion est dirigé vers la zone possédant l'interaction non linéaire la plus forte. L'amplitude maximale sur la face de sortie du guide est alors de $\approx 60\mu\text{m}$. Comme dans le premier cas, l'amplitude de la déviation est fonction de l'éclairement incident.

Il est à noter que le passage entre la configuration n°1 (désaccord en phase positif-négatif) et la configuration n°2 (désaccord en phase fortement positif-positif) est réalisé sans modification de la position transverse du faisceau incident. La variation en température suffit à passer d'une déflexion vers la zone1 à une déflexion vers la zone2. Le passage entre ces deux états montre un comportement intermédiaire explicité ci dessous.

II- 3). c) Cas du désaccord en phase positif fort en zone1 - positif faible en zone2.

Considérons maintenant le cas pour lequel les désaccords en phase sont positifs pour les deux régions, et qui autorisent la propagation soliton dans les deux zones. La température du guide est alors fixée à 193°C , ce qui correspond à un désaccord en phase de $\Delta kL_1 = 38\pi$ pour la première région, et de $\Delta kL_2 = 8\pi$ pour la deuxième zone PPLN (figure 4.18).

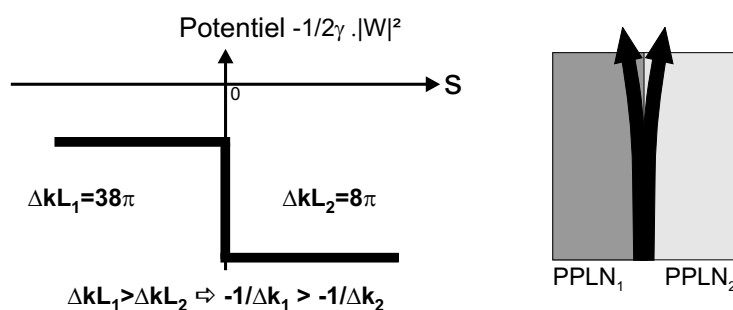


FIG. 4.18 – Représentation schématique de la transition de potentiels dans le cas d'un désaccord en phase positif en zone1 et faiblement positif en zone2.

La figure 4.19 représente les profils des ondes pour le régime non linéaire lorsque le faisceau incident est centré sur la frontière PPLN₁/PPLN₂.

Dans cette configuration, le faisceau incident focalisé sur la frontière entre les deux régions se scinde en deux parties. Ces deux parties se propagent en régime confiné dans les deux régions PPLN. Chaque faisceau subit un effet de répulsion dans sa zone propre. L'onde au SH subit le même effet. Seul le taux de génération dépendant du désaccord en phase est fortement déséquilibré d'une région à une autre. Le maximum de conversion est obtenu pour le désaccord en phase le plus faible (zone2) où le taux de conversion est plus fort.

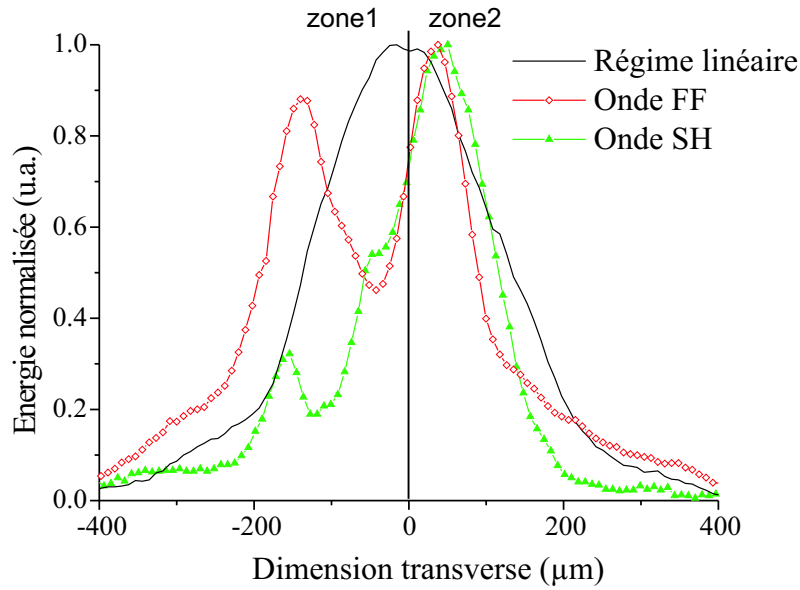


FIG. 4.19 – Profils des faisceaux FF et SH en régime soliton et en régime linéaire, $I=150\text{MW}/\text{cm}^2$, $\Delta k L_1 = 38\pi$ et $\Delta k L_2 = 8\pi$.

II- 4) Conclusion sur la déflexion d'un faisceau autoguidé par une transition d'accord de phase.

Les travaux expérimentaux de cette partie ont conduit à la mise en évidence et à la caractérisation de la déviation d'un faisceau soliton se propageant dans un cristal non linéaire quadratique au voisinage d'une transition d'accord de phase. Les effets de déviation du faisceau soliton sont dus à la présence d'un potentiel répulsif au niveau de cette interface dont la force dépend des conditions d'accord de phase et de l'éclairement du faisceau incident. Cette barrière de potentiel n'existe qu'en régime non linéaire et le milieu reste parfaitement homogène en régime linéaire. Le phénomène observé est la déflexion (ou émission) d'un faisceau soliton se propageant parallèlement à la limite de la structure PPLN. Des études comparatives sur les déviations spatiales ont été menées dans le cas d'impulsions courtes et dans le cas d'impulsions longues devant la différence de temps de groupe entre les composantes du soliton quadratique.

La déflexion d'un faisceau soliton a été obtenue dans trois cristaux présentant des caractéristiques de transition non linéaire différentes (cristal massif PPLN/LiNbO₃, guide plan PPLN/LiNbO₃, guide plan PPLN/PPLN). Dans l'ensemble des expériences, une déflexion continue et progressive du faisceau autoguidé a pu être visualisée et caractérisée.

L'effet de déviation apparaît uniquement sur la plage de désaccord en phase et pour des éclaircements autorisant le régime autoguidé. Il a également été confirmé que la "force" répul-

sive de la jonction diminuait avec l'augmentation du désaccord en phase et donc avec la baisse de l'efficacité des effets non linéaires. Les angles de déviation mesurés restaient faibles dans l'ensemble des expérimentations que j'ai mené ($\sim 0,4$ degré max.). Des déplacements latéraux sur la face de sortie du guide, et de l'ordre de une à trois fois le diamètre du faisceau autoguidé ont été enregistrés. L'efficacité de la déviation était liée au désaccord en phase ainsi qu'à l'éclairage du faisceau. Près de 60% à 90% de l'énergie contenue dans le faisceau soliton a pu être défléchi dans l'ensemble des configurations étudiées. La différence de vitesse de groupe entre les ondes FF et SH du soliton quadratique ne semble pas empêcher la déflexion non linéaire du faisceau. Un adressage spatial a pu être obtenu dans l'ensemble des conditions expérimentales permettant la propagation autoguidée.

La déflexion d'un faisceau soliton excité au niveau de la transition entre deux structures PPLN ayant des pas d'inversions des domaines ferroélectriques différents autorise plusieurs états d'adressage. Selon les conditions d'accord de phase favorables ou défavorables au piégeage soliton dans les deux zones PPLN, le faisceau autoguidé est dévié soit vers une zone, soit vers l'autre, ou bien même dans les deux structures en même temps. Il est ainsi possible d'obtenir une division du faisceau dont les deux solitons créés sont déviés simultanément dans les deux structures PPLN. Cependant, la qualité de la transition entre les deux régions reste prépondérante pour réaliser une déflexion efficace.

III Réflexion non linéaire d'un faisceau soliton sur une transition d'accord de phase.

La barrière de potentiel liée à la transition d'accord de phase permet également d'obtenir la réflexion d'un faisceau sous incidence oblique.

Une transmission ou une réflexion du faisceau est alors attendue en fonction de son énergie incidente. Seules les conditions de propagation du faisceau en régime non linéaire sont affectées par la structure. Aucune variation d'indice de réfraction linéaire n'intervient dans le processus car la structure PPLN ne modifie pas la valeur de l'indice linéaire qui reste homogène dans tout le cristal. Le phénomène de réflexion non linéaire est dû à la présence de la barrière de potentiel non linéaire qui affecte le faisceau autoguidé.

Cette partie présente les résultats expérimentaux et numériques sur la réflexion non linéaire d'un faisceau autoguidé et reprend les différents cas étudiés dans l'analyse de la déviation soliton de la partie précédente. Je pourrai alors évaluer les impacts de la différence de vitesse de groupe sur le phénomène de réflexion non linéaire du faisceau.

Je présente, en premier lieu, le cas de la réflexion d'un faisceau excité à partir d'impulsions longues (comparées à la DTG) sur une frontière PPLN/LiNbO₃ dans un cristal massif. Les observations et les études de la réflexion seront ensuite étendues au cas d'impulsions courtes se propageant, soit dans un guide plan présentant une jonction PPLN/LiNbO₃, soit dans un guide plan présentant une jonction entre deux structures PPLN de pas différents (PPLN₁/PPLN₂).

III- 1) Réflexion non linéaire d'un faisceau soliton dans un cristal massif de niobate de lithium sur une interface PPLN/LiNbO₃.

Cette étude a pour but d'identifier une réflexion non linéaire d'un faisceau autoguidé dans un cristal de niobate de lithium massif présentant une transition entre une région avec inversion périodique de la polarisation et une zone homogène. Le faisceau incident se propage depuis la zone PPLN en direction de la frontière définie entre la structure PPLN et le niobate de lithium (figure 4.20).

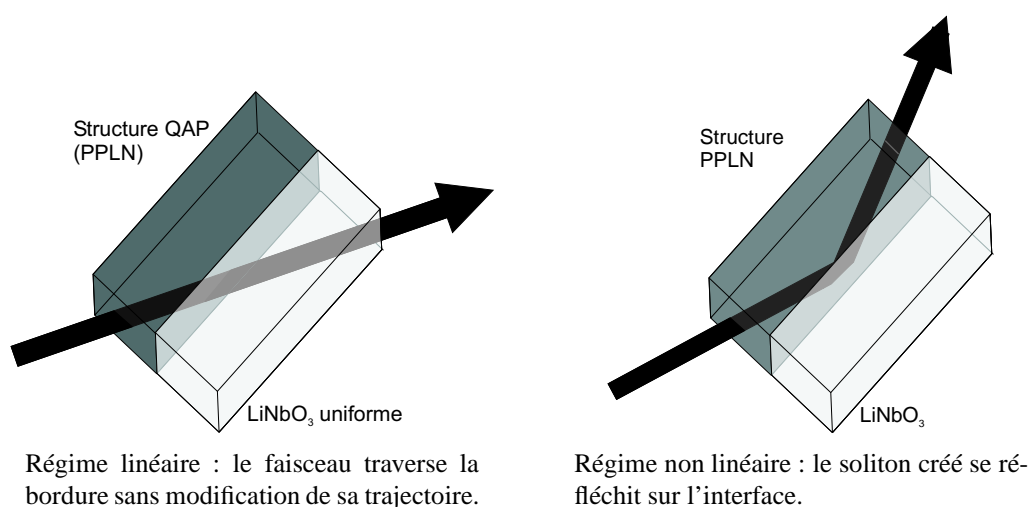


FIG. 4.20 – Représentation schématique de la réflexion non linéaire d'un faisceau autoguidé sur la bordure d'une structure PPLN.

Pour un faible éclairement (régime linéaire), le faisceau traverse la bordure PPLN sans perturbation et sans modification de sa trajectoire. L'indice linéaire est identique dans les deux zones du cristal.

Pour un fort éclairement, et lorsque le régime soliton est atteint dans la zone PPLN, le faisceau se réfléchit en tout ou partie sur l'interface. Cette réflexion est due à la présence d'une barrière de potentiel non linéaire, située à l'interface entre les deux zones. Les relations entre les conditions d'accord de phase favorables au piégeage dans la zone PPLN et défavorables dans la zone homogène sont à l'origine de la répulsion du faisceau autopiégé. Ainsi, une modification des caractéristiques non linéaires du cristal permet de réaliser une opération de commutation dépendante de l'éclairement.

L'étude de ce phénomène de routage a tout d'abord été réalisée avec des impulsions de 35ps ($\lambda=1064\text{nm}$) qui permettent de s'affranchir de l'influence de la DVG. Le faisceau en entrée présente un profil gaussien dans ses deux dimensions avec une taille de $28\mu\text{m}$ (FWHMI). La longueur du cristal (1cm) représente 3 fois la longueur de diffraction associée au faisceau et la température d'accord de phase est égale à 160°C . Pour observer la réflexion non linéaire, l'onde fondamentale est focalisée dans la partie PPLN du cristal et orientée vers l'interface avec un angle d'incidence par rapport à la bordure PPLN/LiNbO₃ (de 0 à 1,2 degrés). Deux caméras CCD permettent de relever le champ proche et le champ lointain du faisceau de sortie.

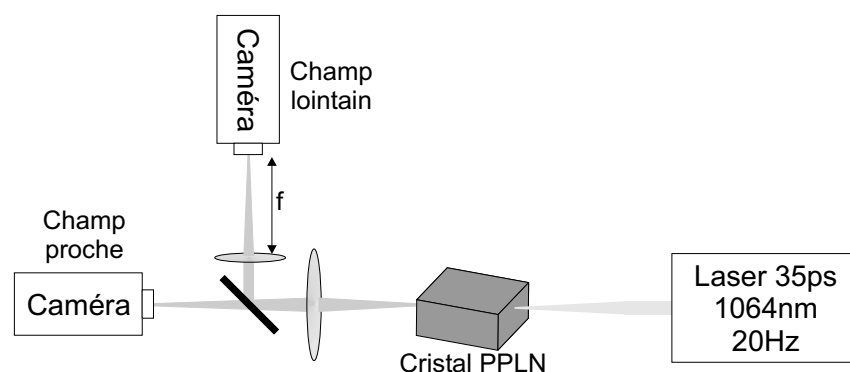


FIG. 4.21 – Montage expérimental utilisé pour l'étude de la réflexion du faisceau sur la transition d'accord de phase.

III- 1). a) Étude de la réflexion non linéaire en fonction de l'éclairement incident.

Les images, expérimentales et tirées des simulations numériques, des faisceaux au niveau de la face de sortie lors de la réflexion non linéaire en fonction de l'éclairement sont exposées figure 4.22 et figure 4.23. L'angle interne entre la direction du faisceau incident et la jonction PPLN/LiNbO₃ est ici de 1,2 degrés. L'expérience est menée pour des conditions d'accord de phase parfait $\Delta kL = 0$ qui autorisent le régime soliton dans la zone PPLN. Les deux ondes FF et SH ont été enregistrées pour chaque cas afin de caractériser l'effet de réflexion sur les deux composantes du soliton bicolore.

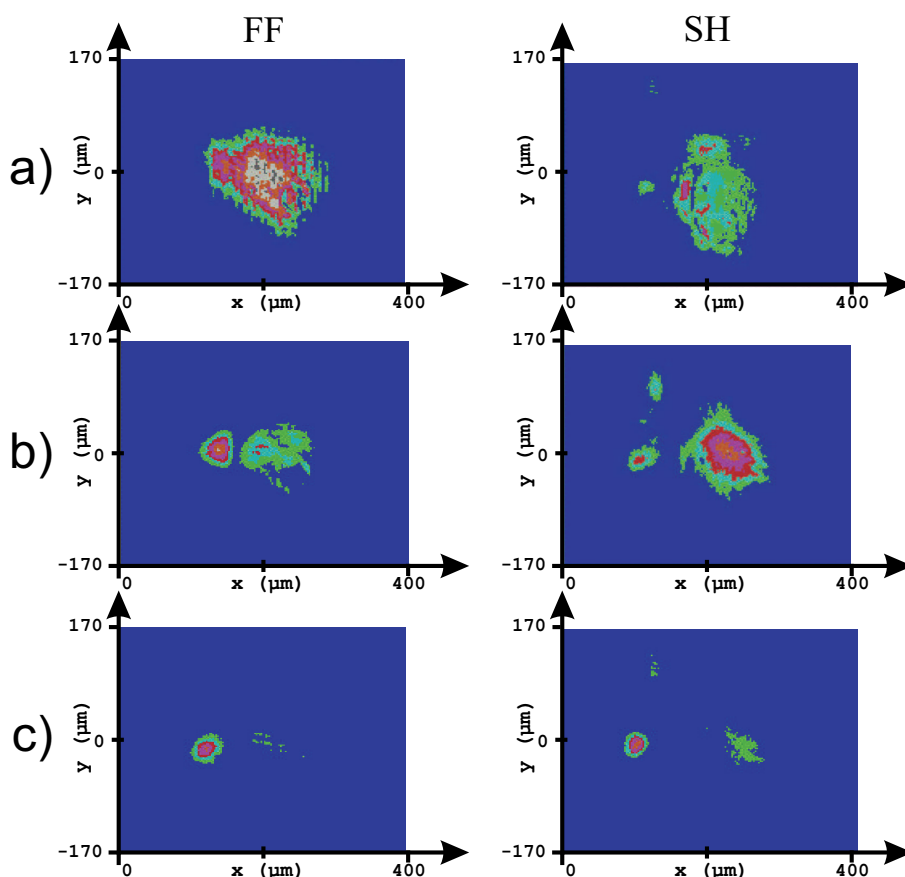


FIG. 4.22 – Images expérimentales des ondes FF et SH lors de la réflexion non linéaire sur l'interface PPLN, $\Delta kL = 0$, a) Eclairement faible : transmission du faisceau insensible à la transition ; b) Eclairement modéré : réflexion partielle du faisceau ; c) Eclairement fort : réflexion totale du faisceau soliton.

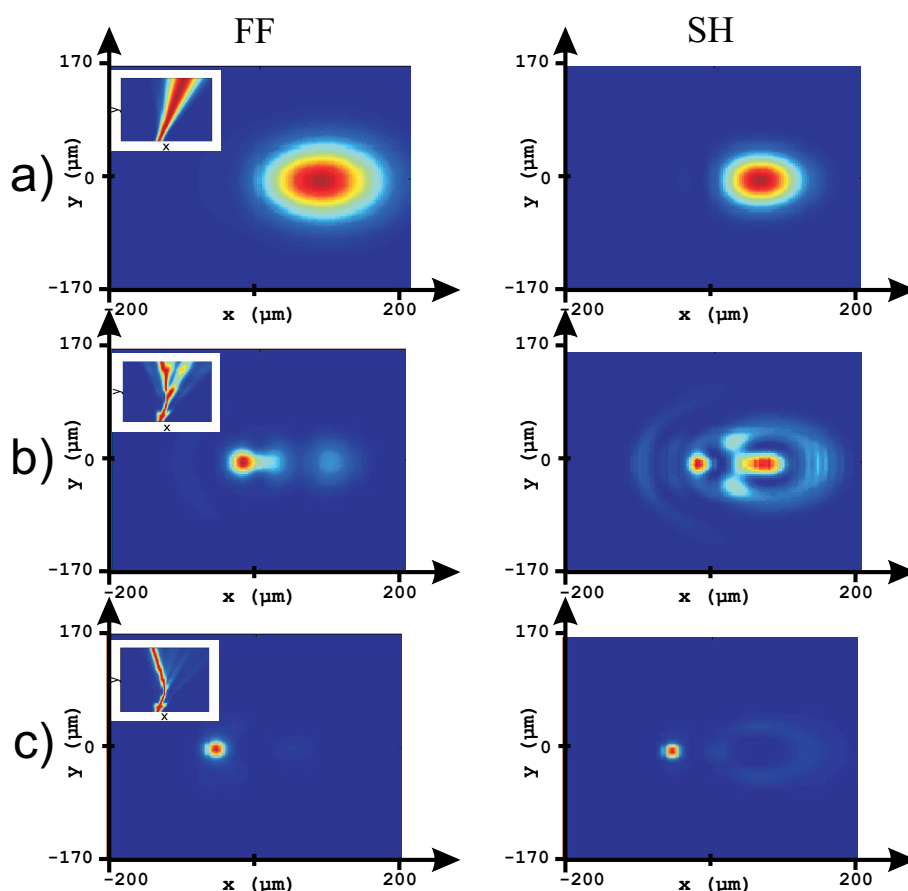


FIG. 4.23 – Images tirées des simulations numériques des ondes FF et SH lors de la réflexion non linéaire sur l'interface PPLN, $\Delta kL = 0$, a) Eclairement faible : transmission du faisceau insensible à la transition ; b) Eclairement modéré : réflexion partielle du faisceau ; c) Eclairement fort : réflexion totale du faisceau soliton.

Pour l'effet de réflexion non linéaire, on peut distinguer trois comportements possibles qui correspondent à trois niveaux d'éclairéments :

- A faible éclairement ($0,05 \text{ GW/cm}^2$) figure 4.22 et 4.23 a), autrement dit en régime quasi linéaire, l'onde FF ainsi que l'onde au SH se propagent dans la région PPLN en diffractant. Elles traversent l'interface sans modification ni des conditions de propagation, ni de leur direction. L'évolution des deux ondes est insensible à la bordure non linéaire.
- Pour un éclairement modéré ($\sim 1,5 \text{ GW/cm}^2$) figure 4.22 et 4.23 b), une partie importante de l'onde FF est convertie en onde SH dans la région PPLN. Le faisceau bicolore commence alors à se focaliser sous l'effet des couplages non linéaires. Au niveau de l'interface, le faisceau se déforme et se divise en deux parties (faisceau transmis et faisceau réfléchi). Seules les composantes les plus intenses sont déviées et continuent à interagir après réflexion dans la zone PPLN. Un faisceau autopiégé est alors observé sur la face

de sortie du cristal. Les composantes de faible amplitude sont transmises vers la partie homogène sans subir l'influence de la transition. L'absence d'effet non linéaire dans cette zone ne permet aucun échange énergétique entre les ondes FF et SH.

- Pour un régime fortement non linéaire ($> 2\text{GW}/\text{cm}^2$) figure 4.22 et 4.23 c), le faisceau soliton se forme très rapidement dès les premiers millimètres de propagation dans la zone PPLN. Une réflexion complète du faisceau autoguidé est alors observée. La modification de la trajectoire induit au niveau de la face de sortie un décalage du faisceau autoguidé de l'ordre de $90\mu\text{m}$ (par référence au régime linéaire).

Ce phénomène peut être interprété comme une variation de l'indice non linéaire effectif entre les deux régions. Les simulations numériques de l'université italienne de Brescia montrent les mêmes effets de transmission, de dislocation et de réflexion totale en fonction de l'éclairement incident.

Pour réellement démontrer qu'il existe une réflexion totale interne, il faut constater :

- en champ proche, le basculement du faisceau de sortie de la zone homogène vers la zone à polarisation inversée, et
- en champ lointain, le changement de direction du faisceau.

La courbe figure 4.24 présente l'évolution de la position du faisceau au niveau de la face de sortie du cristal en fonction de l'éclairement. L'angle d'incidence du faisceau sur l'interface est fixé à $1,2$ degré et la température du guide correspond aux conditions d'accord de phase ($\Delta kL = 0$).

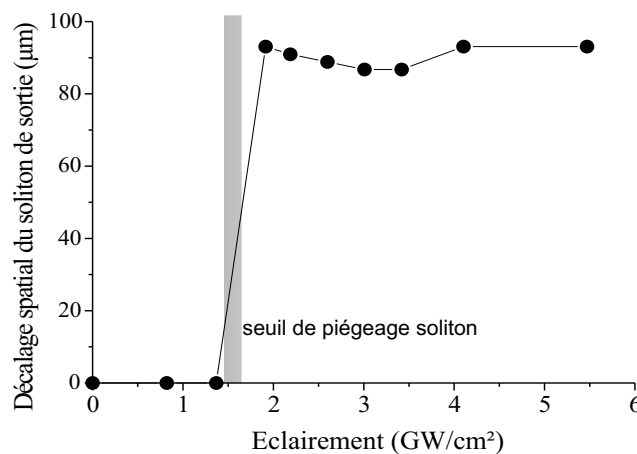


FIG. 4.24 – État de la position du faisceau soliton en sortie en fonction de l'éclairement incident, $\Delta kL = 0$.

On observe sur cette courbe le même comportement non linéaire de l'évolution de la position du faisceau. La valeur seuil en éclairement pour réaliser la réflexion non linéaire est quasiment identique à celle mesurée pour la propagation en régime soliton dans la zone PPLN ($I=1,4GW/cm^2$). Au delà du seuil de réflexion, la position du faisceau réfléchi varie faiblement avec l'augmentation de l'éclairement incident. Les seules fluctuations observées (quelques %) pourraient provenir de la propagation au niveau du point de réflexion sur la bordure PPLN (phénomène de Goos-Hänchen [18]). Ce phénomène de variation de la direction de réflexion et du point de rebroussement ont déjà fait l'objet de travaux et ont été numériquement démontrés par Clausen et al. [8].

D'autres mesures effectuées dans un cristal PPLN massif différent ont conduit aux mêmes comportements concernant la réflexion non linéaire du faisceau soliton et ont fait l'objet d'une publication dans un journal international [12].

III- 1). b) Étude de la réflexion non linéaire en fonction de l'angle d'incidence.

Afin de confirmer le phénomène de réflexion non linéaire, j'ai relevé l'évolution du faisceau soliton en fonction de son angle d'incidence vis à vis de l'interface PPLN/LiNbO₃.

J'ai tracé sur la figure 4.25 l'évolution du décalage du faisceau au niveau de la face de sortie du cristal en fonction de l'angle d'incidence interne. L'éclairement est de $2GW/cm^2$ et la température choisie détermine l'accord de phase.

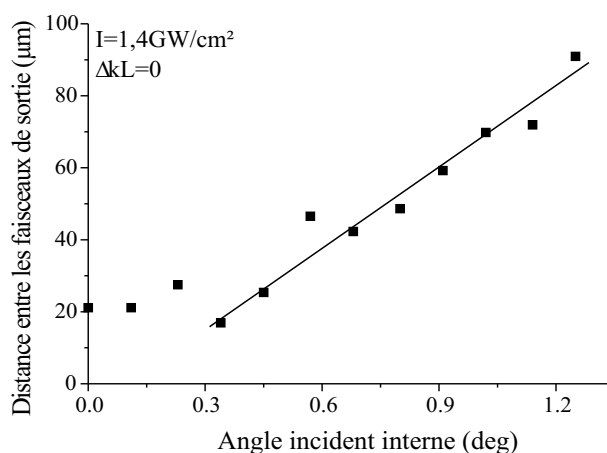


FIG. 4.25 – Évolution du déplacement latéral du faisceau de sortie en fonction de l'angle d'incidence, $I = 2GW/cm^2$, $\Delta kL = 0$.

Pour des angles compris entre 0,3 et 1,3 degrés, l'évolution du décalage entre la position du faisceau transmis et celle du faisceau réfléchi est quasi linéaire. La distance de "séparation" passe de $20\mu\text{m}$ à une valeur maximale de l'ordre de $90\mu\text{m}$, ce qui représente ~ 6 fois la taille du faisceau d'entrée.

Pour un angle plus important, les effets non linéaires ne permettent plus d'obtenir une réflexion efficace. Pour des angles faibles ($<0,3$ degrés), le faisceau soliton subit une déviation quasi constante indépendante de l'angle d'incidence. On ne peut alors plus parler de réflexion non linéaire pure mais d'effets combinés de déflexion et de réflexion impossibles à dissocier.

Une deuxième caméra placée à la focale d'une lentille permet d'enregistrer le champ lointain du faisceau de sortie. Ce système permet de mesurer les variations angulaires du faisceau réfléchi. On montre figure 4.26 que l'angle de réflexion est quasiment égal à celui du faisceau d'entrée. La variation linéaire de l'angle de sortie en fonction de l'angle d'incidence confirme le phénomène de réflexion.

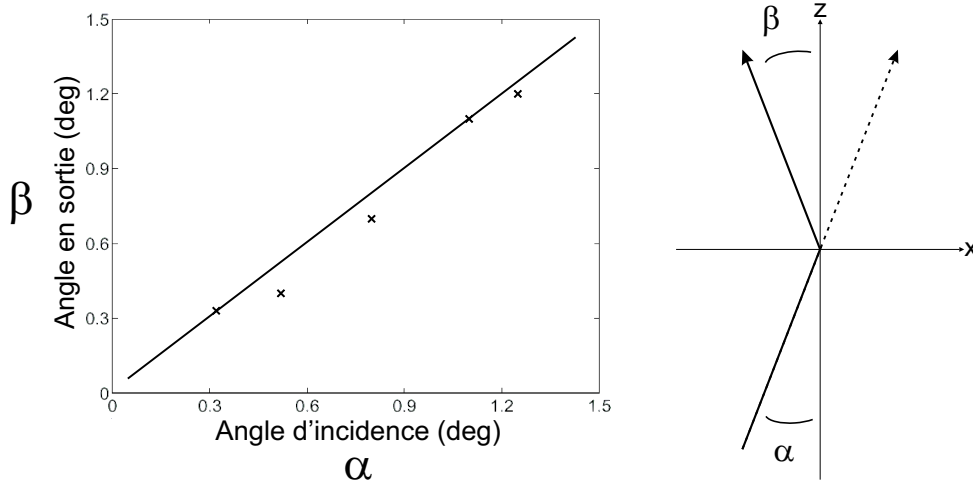


FIG. 4.26 – Angle de réflexion du faisceau de sortie en fonction de l'angle d'incidence, $I = 2GW/cm^2$, $\Delta kL = 0$.

La prochaine partie expose l'influence du désaccord en phase sur l'effet de réflexion non linéaire ainsi que sur l'efficacité de la commutation.

III- 1). c) Étude de la réflexion non linéaire en fonction du désaccord en phase.

La figure 4.27 montre l'évolution de la position de sortie du faisceau réfléchi ainsi que l'efficacité de la réflexion non linéaire en fonction des conditions d'accord de phase (angle d'incidence= 1,2 degrés ; éclairement=5,4GW/cm²).

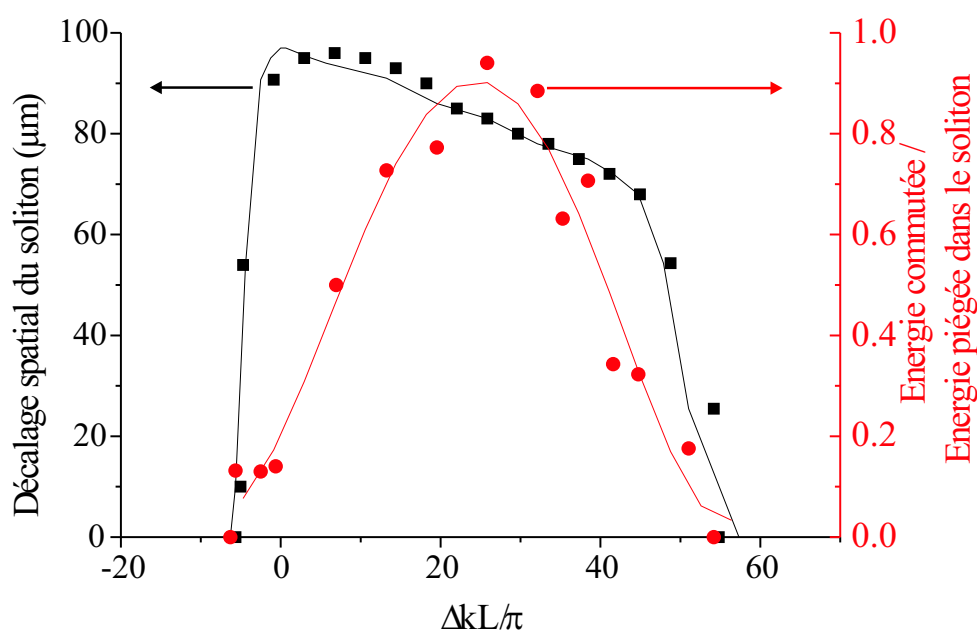


FIG. 4.27 – Mesures du décalage spatial et de l'énergie déviée en fonction du désaccord en phase, $I = 5,4\text{GW}/\text{cm}^2$, $\alpha=1,2\text{deg}$.

Pour ces conditions expérimentales, la réflexion non linéaire a lieu pour des désaccords en phase compris entre -3π et 48π . Cette plage pour laquelle la réflexion non linéaire est possible est quasi identique à celle mesurée pour la propagation soliton simple dans le cristal. L'étendue de cette plage de piégeage dépend de la qualité de la transition et de la puissance du faisceau incident. Le décalage maximal (90 μm) a été enregistré pour des conditions proches de l'accord de phase.

Comme dans l'étude concernant la déflexion du faisceau, l'amplitude de la déviation décroît avec l'augmentation du désaccord en phase, et peut s'expliquer par la modification de la géométrie de la barrière de potentiel. Les variations peuvent atteindre une quantité non négligeable de 35 μm (par rapport à 90 μm) sur la plage de la réflexion non linéaire.

La deuxième courbe de la figure 4.27 montre l'efficacité de la réflexion non linéaire. A partir des profils expérimentaux à différentes températures, un rapport des surfaces entre faisceau réfléchi et faisceau transmis permet d'estimer la part d'énergie qui est réellement commutée.

Dans les conditions proches de l'accord de phase où le décalage est fort, les mesures montrent une faible efficacité de la réflexion. Dans ce cas, pour l'éclairement maximum de $5,4 \text{ GW/cm}^2$, seul 8 à 10% de l'énergie contenue dans le faisceau est déviée. La majeure partie de l'énergie "traverse" la jonction PPLN/LiNbO₃ suivant la direction initiale. Il est néanmoins possible d'atteindre une efficacité de 90% pour $\Delta kL = 28\pi$. Il semblerait que les effets de cascade d'énergie entre les ondes FF et SH jouent un rôle prépondérant pour atteindre une réflexion interne quasi totale du faisceau soliton.

III- 2) Réflexion dans un guide plan au niveau d'une bordure PPLN/LiNbO₃.

Après l'observation d'une réflexion non linéaire dans un cristal massif (soliton en 2D) avec des impulsions longues (aucune influence de la DVG), j'ai réalisé la même étude sur la réflexion dans un guide plan PPLN (soliton en 1D) avec des impulsions brèves dans le but d'observer l'influence de la différence de vitesse de groupe sur le phénomène de réflexion.

III- 2). a) Conditions expérimentales.

Le guide utilisé mesure 70mm de long et sa périodicité du pas d'inversion des microdomaines est égale à $16,74 \mu\text{m}$. Le faisceau incident focalisé sur la face d'entrée possède une taille de $80 \mu\text{m}$ par $4 \mu\text{m}$ (FWHMI). La longueur du guide représente 3,3 longueurs de diffraction suivant la dimension non guidée. A la longueur d'onde de 1548nm, la température d'accord de phase est alors de 225°C . La différence de temps de groupe entre FF et SH est de 26ps (durée des impulsions : 4ps).

Un éclairement seuil de l'ordre de 40 MW/cm^2 permet la propagation d'un faisceau auto-guidé dans le guide PPLN ($\Delta kL > 8\pi$). Le faisceau est ensuite envoyé en direction de l'interface PPLN/LiNbO₃ avec un angle incident de 0,4 degré. Le phénomène de réflexion non linéaire est observé et les mêmes comportements de déviations en fonction de l'éclairement ont pu être enregistrés. La majorité de l'énergie contenue dans le faisceau autoguidée n'est pas affectée par la transition non linéaire. Un exemple de profils observés à la caméra est montré figure 4.28.

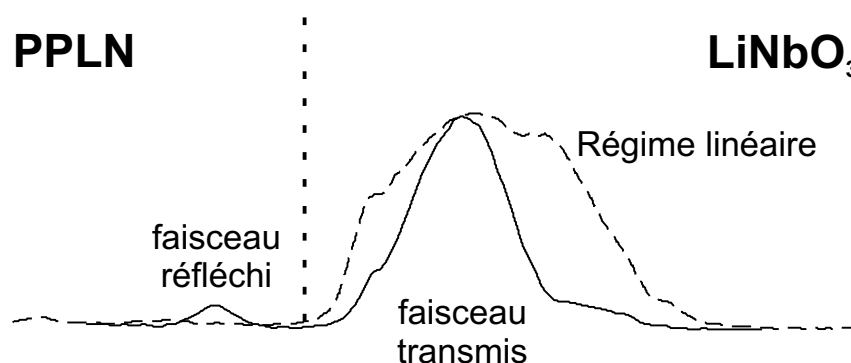


FIG. 4.28 – Profils expérimentaux des faisceaux de sortie en régime linéaire et en régime soliton pour la réflexion non linéaire d'impulsions courtes sur une interface PPLN/LiNbO₃.

L'énergie commutée ne représente pas plus de 10 à 15% de l'énergie piégée initialement. La différence de vitesse de groupe semble prévenir d'une forte réflexion du faisceau. Alors, la faible énergie réfléchi par la transition non linéaire ne permet pas la propagation en régime autoguidée après propagation. Il n'est donc pas possible de parler ici d'un phénomène de réflexion de faisceau soliton. La modification de l'angle d'incidence du faisceau d'entrée et des conditions d'accord de phase n'ont pas permis d'augmenter la quantité d'énergie commutée.

III- 2). b) Étude de la réflexion non linéaire en fonction de la position du faisceau incident par rapport à la bordure non linéaire.

Dans le but d'améliorer les efficacités de commutation, j'ai modifié la position du point d'impact entre le faisceau d'entrée et la transition non linéaire (figure 4.29).

J'ai tracé sur la figure 4.29 l'écart entre la position du faisceau transmis et du faisceau réfléchi en fonction du déplacement transverse du faisceau incident.

Le déplacement du faisceau incident par rapport à la bordure s'effectue en translatant le guide. Pour un même angle d'entrée, l'éloignement du point d'impact entraîne une diminution de l'écart entre les faisceaux réfléchi et transmis. On peut noter que cet écart décroît de manière quasi linéaire avec le déplacement du guide. Ce comportement confirme l'existence d'une réflexion au niveau de la transition PPLN/LiNbO₃. L'augmentation de la distance de propagation du faisceau d'entrée dans la région PPLN (avant interaction) n'influence pas la quantité d'énergie commutée. La part d'énergie réellement déviée reste faible, et est de l'ordre de 10 à 15%.

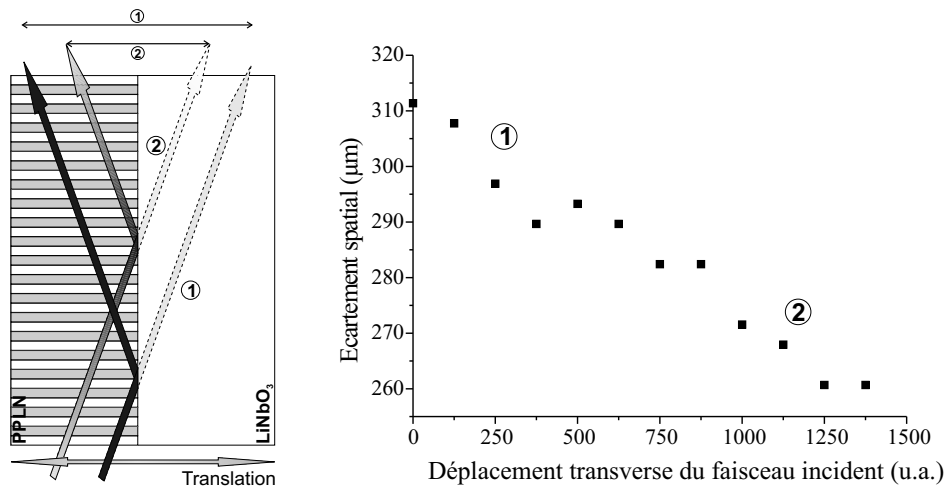


FIG. 4.29 – Déplacement du faisceau de sortie en fonction de la position du faisceau d’entrée vis à vis de l’interface, $\alpha=0,4\text{deg}$.

La même étude concernant l’observation de la réflexion non linéaire d’un faisceau autoguidé en présence d’une DVG importante a alors été menée dans un cristal présentant deux structures PPLN juxtaposées.

III- 3) Réflexion dans un guide plan présentant une transition entre deux structures PPLN différentes.

Des études numériques publiées par Clausen et al. [8] ont montré que le phénomène de réflexion pouvait aussi être obtenu dans la configuration plus générale de deux structures QPM juxtaposées, présentant des périodicités différentes. Dans mes expériences, deux structures PPLN ont été gravées l’une à côté de l’autre sur un même guide plan, mais avec des pas d’inversion des domaines ferroélectriques Λ différents. Le pas d’inversion de la zone1 vaut $\Lambda_1=16,74\mu\text{m}$ et l’accord de phase est atteint pour une température de 198°C . Le pas d’inversion de la zone2 vaut $\Lambda_2=16,67\mu\text{m}$ ce qui correspond à une température d’accord de phase de 216°C . Cette différence entre les positions d’accord de phase induit, pour une longueur d’onde fixe, crée la barrière de potentiel.

Pour démontrer le principe de la réflexion non linéaire entre deux zones PPLN, j’ai choisi des conditions expérimentales qui s’apparentent au cas d’une bordure PPLN/LiNbO₃. La configuration retenue correspond alors à des désaccords en phase de $\Delta kL_1 = 20\pi$ (zone1) et $\Delta kL_2 = -10\pi$ (zone2). Les conditions d’excitation sont identiques à celles déjà utilisées (im-

pulsions de 4ps, fréquence de répétition de 20MHz). Après la simple observation du phénomène physique dans cette configuration, j'ai réalisé l'analyse de la réflexion non linéaire en fonction des différents paramètres (éclairage, angle d'incidence, accord de phase).

III- 3). a) Étude de la réflexion non linéaire en fonction de l'éclairement.

Pour cette étude, j'ai relevé les profils des faisceaux en sortie du guide en fonction de l'éclairement, et pour un angle incident de 1,2 degrés (figure 4.30). La température de 204°C fixe les désaccord en phase mentionnés ci dessus.

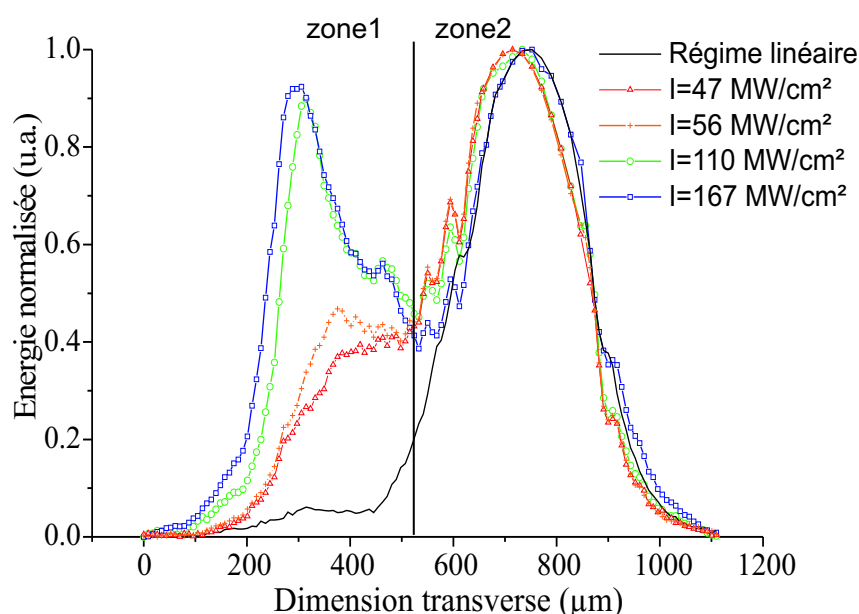


FIG. 4.30 – Profils normalisés du faisceau de sortie en fonction de l'éclairement, $\Delta k L_1 = 20\pi$, $\Delta k L_1 = -10\pi$, $\alpha = 1,2 \text{ deg}$.

Dans ces conditions une réflexion non linéaire du faisceau apparaît très rapidement ($\approx 30 - 40 \text{ MW/cm}^2$). L'évolution du profil de sortie varie alors graduellement avec l'éclairement incident.

A partir d'une valeur de 110 MW/cm^2 , un second pic distinct du faisceau transmis est observé dans la zone1. La largeur du faisceau ($\approx 160 \mu\text{m}$ FWHM) reste importante comparée à la taille du faisceau d'entrée. Aux vues de ces profils, il est impossible de conclure à la présence d'une propagation en régime autoguidé proprement dit après réflexion, mais l'effet de réflexion partielle est clairement démontré.

Pour des éclaircissements plus importants, la position du faisceau réfléchi varie très peu. Le coefficient d'efficacité de la réflexion dépend de l'éclaircissement, et le maximum d'énergie commutée est de l'ordre de 50% de l'énergie incidente.

Malgré une efficacité supérieure à celle obtenue dans le guide plan avec une bordure PPLN/LiNbO₃, il semble que la différence de vitesse de groupe ne permette pas une réflexion totale interne du faisceau soliton. Cette hypothèse est confirmée par les études numériques réalisées par le laboratoire de l'Université de Brescia qui poursuit ces investigations.

III- 3). b) Étude de la réflexion non linéaire en fonction de l'angle d'incidence.

Pour l'étude de la réflexion non linéaire du faisceau autoguidé en fonction de l'angle d'incidence, le faisceau incident est focalisé dans la zone1 du guide, là où les conditions sont favorables au piégeage soliton. L'enregistrement de la position du maximum du faisceau de sortie en fonction de l'angle du faisceau incident vis à vis de la transition non linéaire a été effectué. Les mesures sont reportées figure 4.31.

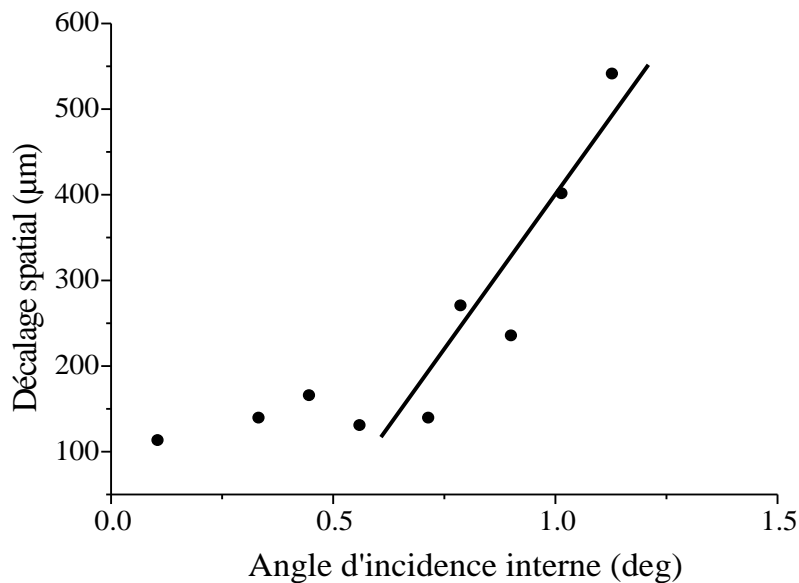


FIG. 4.31 – Déplacement du faisceau soliton en fonction de l'angle d'incidence interne.

L'allure de la courbe est similaire à celles déjà mesurées dans les configurations étudiées précédemment et présente une tendance linéaire pour des angles importants à partir de 0,7 degré et jusqu'à 1,2 degrés. Pour des angles proches de zéro, on retrouve également les effets combinés de la déflexion et de la réflexion.

III- 3). c) Étude de la réflexion non linéaire en fonction du désaccord en phase.

L'originalité de ce guide possédant deux structures PPLN côte à côte est qu'il offre la possibilité de modifier le potentiel répulsif de l'interface non linéaire via la température du guide. En effet, comme pour l'étude de la déflexion du faisceau soliton, la variation de température conduit à différentes configurations de désaccord en phase pour les deux zones PPLN.

A partir du faisceau réfléchi, pour un éclairement de $110\text{MW}/\text{cm}^2$, j'ai observé l'influence des conditions d'accord de phase sur la réflexion (figure 4.32). J'ai également représenté schématiquement l'état des potentiels dans les deux configurations.

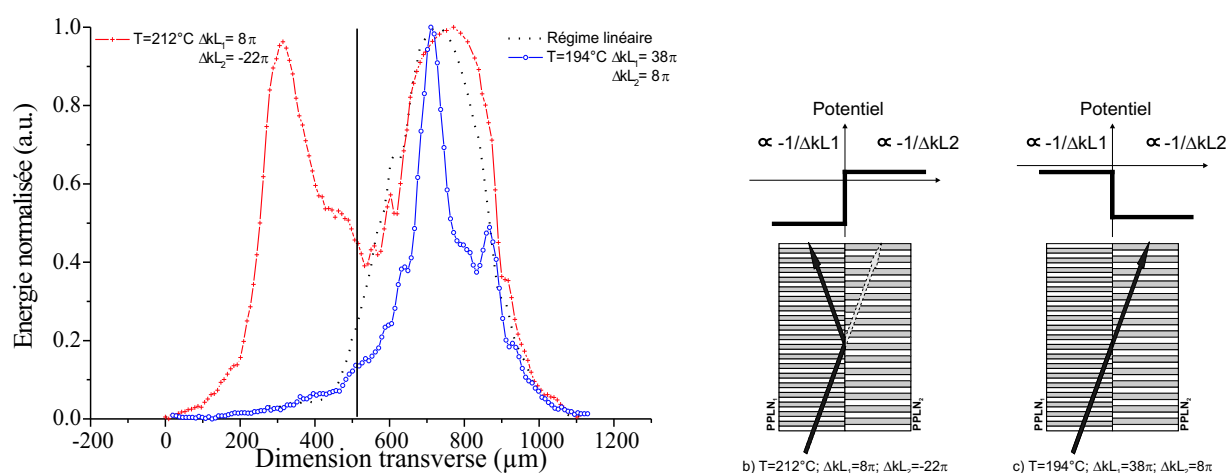


FIG. 4.32 – Profils du faisceau de sortie pour deux températures différentes du guide non linéaire.

Pour une température de 212°C , les conditions de désaccord en phase respectives, positif pour la zone1 ($\Delta kL_1 = 8\pi$) et négatif pour la zone2 ($\Delta kL_2 = -22\pi$), permettent de retrouver l'état de réflexion non linéaire déjà observé. Une partie du faisceau est réfléchi au niveau de l'interface non linéaire, et l'autre partie est transmise (figure 4.32 b)).

Pour une température de 194°C , où les deux régions présentent des désaccords en phase positifs $\Delta kL_1 = 38\pi$ et $\Delta kL_2 = 8\pi$, il n'existe plus de réflexion non linéaire. Le faisceau injecté à partir de la zone 1 traverse la frontière sans subir de réflexion (figure 4.32 c)). Le faisceau observé en sortie (courbe bleue) est confiné spatialement, et possède une taille quasiment identique à celle du faisceau d'entrée. Ce comportement est très cohérent avec le modèle du potentiel où il n'existe plus de barrière pour cette configuration. Finalement la faisceau considère deux zones où les conditions d'accord de phase sont favorables au maintien d'un régime soliton. On pourrait s'attendre à un léger effet de réfraction non linéaire qui est difficilement

visible expérimentalement. Pour autant, les variations de trajectoire ont été déjà observées de manières numériques par l'Université de Brescia.

III- 4) Conclusion sur la réflexion d'un faisceau autoguidé sur une transition d'accord de phase.

La réflexion non linéaire d'un faisceau soliton sur une transition d'accord de phase a été mise en évidence, pour la première fois, trois configurations distinctes correspondant à une propagation 1D ou 2D, et avec des changements d'accord de phase de signe et d'ampleur variés (cristal massif PPLN/LiNbO₃, guides plans PPLN/LiNbO₃ et PPLN/PPLN).

Ce phénomène dépend des conditions d'accord de phase, de l'éclairement du faisceau incident, de l'angle d'incidence, et également en pratique de l'uniformité de la transition. La réflexion non linéaire a été obtenue pour un seuil d'éclairement proche de celui nécessaire pour la propagation d'un faisceau en régime soliton. Au delà de ce seuil, la position du faisceau réfléchi est quasi invariante avec l'augmentation de l'éclairement. Comme dans le cas de la déflexion, le potentiel de répulsion de la jonction décroît avec l'augmentation du désaccord en phase, et donc avec la non linéarité. Un lien étroit entre l'efficacité de commutation et la DVG a été démontré. Il est clairement établi que l'utilisation d'impulsions courtes, par rapport à la DTG, réduit l'efficacité de la réflexion. Néanmoins, l'utilisation d'impulsions cinq fois plus courtes que la DTG permet de commuter près de 50% de l'énergie du faisceau incident. La propagation en régime soliton du faisceau réfléchi n'a pas pu être prouvé dans ce cas là. La meilleure réflexion a été obtenue dans la configuration d'impulsions longues par rapport à la DTG (expériences dans le cristal massif) où près de 95% de l'énergie piégée dans le soliton a pu être réorienté. Dans le cas où le faisceau est envoyé sur l'interface entre deux structures PPLN différentes, une transmission ou une réflexion non linéaire est observée. Le changement du comportement est directement lié aux conditions d'accord de phase des deux zones PPLN.

Il faut également rappeler que dans l'ensemble des expérimentations, il existe un état intermédiaire entre la déflexion et la réflexion non linéaire d'un soliton lorsque les angles d'incidences sont faibles. La modification de la trajectoire est alors due aux deux effets combinés que l'on ne peut dissocier. Dans le meilleur des cas, la réflexion non linéaire a été obtenue jusqu'à un angle interne de 1,2 degrés. Le phénomène de réflexion peut être également assimilée à une augmentation non linéaire de l'indice du cristal d'un facteur 1.10^{-3} .

IV Conclusion.

Le but de cette phase de mon travail était d'étudier la déflexion et la réflexion d'un faisceau autoguidé sur une transition entre des milieux possédant des conditions d'accord de phase différentes. Deux interfaces non linéaires ont été utilisées : PPLN/LiNbO₃ et PPLN/PPLN. Le phénomène physique de la déviation est basé sur la création d'un potentiel non linéaire répulsif localisé au niveau de l'interface entre deux milieux quadratiques. Ce phénomène de répulsion affecte plus sensiblement les faisceaux se propageant en régime autoguidé et permet une modification de leur trajectoire.

J'ai pu montrer dans l'ensemble des cas étudiés que la réorientation du faisceau est réalisée vers la région favorisant le régime d'autoguidage. La déviation spatiale est alors directement liée à l'éclairement du faisceau incident et aux conditions d'accord de phase.

L'influence de la différence de vitesse de groupe sur ces phénomènes non linéaires a été étudiée. Seule la réflexion non linéaire semble être fortement influencée par la différence de vitesse de groupe. En effet, aucune réflexion efficace n'a pu être obtenue pour des impulsions brèves.

L'amplitude des déviations angulaires enregistrées a été limitée ici dans le cas d'un régime d'émission (<0,4 degré), mais a été beaucoup plus élevée (jusqu'à 1,2 degrés) dans le cas d'une réflexion non linéaire. Les propriétés angulaires peuvent être définies sur la base d'un "dioptré non linéaire" où le cas de la réflexion peut être assimilé à la réflexion totale interne bien connue dans les milieux linéaires.

Ces phénomènes non linéaires peuvent être utilisés comme absorbant saturable pour réaliser des opérations de filtrage temporel ou de systèmes d'adressage de données. L'avantage de ces systèmes de commutation est qu'ils nécessitent la propagation d'un seul faisceau contrairement aux schémas basés sur la collision ou la génération non colinéaires où la présence de deux faisceaux demandent des niveaux de puissances supérieurs et parfois un réglage de la relation de phase pour effectuer une opération d'adressage.

Enfin, la mise en phase des modes longitudinaux de laser massif ou à fibres peut être également réalisée en utilisant ces effets de déviations non linéaires. Une expérience de ce type va être menée sur un laser massif YVO₄ pompé par diode en collaboration avec l'Université de Prague.

Bibliographie

- [1] N. Bloembergen et P. S. Pershan, “Light Waves at the Boundary of Nonlinear Media,” *Physical Review*, **128**, pp. 606–622 (octobre 1962).
- [2] A. E. Kaplan, “Hysteresis reflection and refraction by a nonlinear boundary—a new class of effects in nonlinear optics,” *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, **24**, pp. 114–118 (août 1976).
- [3] A. E. Kaplan, “Theory of hysteresis reflection and refraction of light by a boundary of a nonlinear medium,” *Soviet Physics - Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, **45**, pp. 896–905 (1977).
- [4] A. B. Aceves, J. V. Moloney et A. C. Newell, “Theory of light-beam propagation at nonlinear interfaces. II. Multiple-particle and multiple-interface extensions,” *Phys. Rev. A*, **39**, pp. 1828–1840 (février 1989).
- [5] A. D. Capobianco, C. de Angelis, D. Modotto, A. Laureti Palma et G. F. Nalesso, “Beam dynamics at the interface between second-order nonlinear dielectrics,” *Optical Society of America Journal B Optical Physics*, **14**, pp. 1956–1960 (1997).
- [6] I. V. Shadrivov et A. A. Zharov, “Dynamics of optical spatial solitons near the interface between two quadratically nonlinear media,” *Optical Society of America Journal B Optical Physics*, **19**, pp. 596–602 (mars 2002).
- [7] C. B. Clausen et L. Torner, “Self-Bouncing of Quadratic Solitons,” *Phys. Rev. Lett.*, **81**, pp. 790 (juillet 1998).
- [8] C. B. Clausen et L. Torner, “Spatial switching of quadratic solitons in engineered quasi-phase-matched structures,” *Optics Letters*, **24**, pp. 7–9 (janvier 1999).
- [9] F. Baronio et C. de Angelis, “Nonlinear modes, Resonant trapping, and Soliton emission in engineered PPLN structures,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **38**, pp. – (octobre 2002).
- [10] P. Dumais, A. Villeneuve, A. Saher-Helmy et J. S. Aitchison, “Soliton emitting in AlGaAs waveguide,” *Optics Express*, **2**, pp. 455–461 (juin 1998).
- [11] P. Dumais, A. Villeneuve, A. Saher-Helmy, J. S. Aitchison, L. Friedrich, R. A. Fuerst et G. I. Stegeman, “Toward soliton emission in asymmetric GaAs AlGaAs multiple-

- quantum-well waveguide structures below the half-bandgap,” *Optics Letters*, **25**, pp. 1282–1284 (septembre 2000).
- [12] F. Baronio, C. de Angelis, P. Pioger, V. Couderc et A. Barthélémy, “Reflection of quadratic solitons at the boundary of nonlinear media,” *Optics Letters*, **29**, pp. 986–988 (mai 2004).
- [13] F. Baronio, C. de Angelis, G. Nasello, P. Pioger, V. Couderc, A. Barthélémy, Y. Min, V. Quiring et W. Sohler, “Spatial addressing of picosecond signals at 1549nm in engineered non-linear waveguides,” dans *International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)* (2004).
- [14] F. Baronio, C. de Angelis, P. Pioger, V. Couderc, A. Barthélémy, Y. Min, V. Quiring et W. Sohler, “Soliton emission at a phase-mismatch boundary in a quadratic nonlinear film waveguide,” *Optics Letters*, **28**, pp. 2348–2350 (décembre 2003).
- [15] P. Pioger, F. Baronio, C. de Angelis, V. Couderc, A. Barthélémy et L. Grossard, “Observation of soliton emission and soliton reflection in engineered bulk PPLN structures at 1064 nm,” dans *Technical digest European Quantum Electronics Conference (EQEC)*, pp. EP1–5–THU (2003).
- [16] P. Pioger, V. Couderc, A. Barthélémy, F. Baronio et d. C., “Adressage tout optique ultra rapide par déviation non linéaire d’un faisceau soliton dans du LiNbO₃ à 1064nm,” dans *Colloque sur les Lasers et l’Optique Quantique (Coloq8)* (2003).
- [17] B. Bourliaguet, *Contrôle des instabilités transverses dans le processus de conversion de fréquence : Oscillateurs paramétriques et Propagation soliton*, Thèse de doctorat, Université de Limoges (1999).
- [18] F. Goos et M. Hanchen, “-,” *Ann. Phys.*, **1**, pp. 333 (1947).
- [19] L. Jankovic, S. Kim, H. Carrasco, G. I. Stegeman, L. Torner et M. Katz, “Quadratic soliton self-reflection at a quadratically nonlinear interface,” *Optics Letters*, **28**, pp. 2103–2105 (novembre 2003).
- [20] L. Torner, W. E. Torruellas, G. I. Stegeman et C. R. Menyuk, “Beam steering by $\chi^{(2)}$ trapping,” *Optics Letters*, **20**, pp. 1952–1954 (octobre 1995).

Chapitre 5

Remise en forme temporelle d'impulsions courtes grâce à la propagation soliton

Sommaire

I	Remise en forme temporelle via la dynamique d'excitation d'un soliton spatial dans un guide planaire PPLN.	161
I- 1)	Caractéristiques du dispositif expérimental.	161
I- 2)	Observation de la remise en forme temporelle.	163
I- 3)	Étude de la remise en forme temporelle en fonction de l'éclairement.	166
I- 4)	Étude de la remise en forme temporelle en fonction du désaccord en phase.	170
I- 5)	Étude de la remise en forme temporelle en fonction de l'ouverture du filtre spatial.	171
I- 6)	Conclusion sur la remise en forme temporelle d'impulsion via la propagation d'un faisceau autoguidé.	172
II	Remise en forme temporelle via la déflexion d'un faisceau soliton au voisinage de la limite d'une structure à inversions périodiques des domaines ferroélectriques.	174
II- 1)	Résultats expérimentaux.	174
III	Remise en forme temporelle utilisant la dynamique d'une réflexion non linéaire d'un faisceau soliton sur la frontière entre deux zones d'accord de phase différentes.	178
IV	Conclusion.	180
	Bibliographie	183

Dans les systèmes de télécommunications optiques hauts débits, on cherche à mettre en oeuvre une régénération tout optique des bits d'informations dont la forme la plus évoluée est la régénération dite 3R pour Resynchronisation, Réamplification, et Remise en forme temporelle est beaucoup évoqué.

Après des expériences destinées à démontrer certains phénomènes nouveaux de propagation non linéaire conduisant à un effet d'autoguidage et à de la commutation spatiale ultra-rapide, je vais aborder dans ce chapitre l'application de ces mécanismes à la remise en forme temporelle d'impulsions picosecondes.

Dans un premier temps, j'ai exploité le fait que seule la part de l'impulsion dont le niveau d'énergie est supérieur au seuil de piégeage soliton se propage de manière autoguidée. Les parties moins énergétiques de l'impulsion ne subissant pas l'effet de l'autofocalisation diffractent au sein du cristal. Un filtre spatial bien positionné à la sortie du cristal non linéaire permet de bloquer la majeure partie de l'énergie non piégée (figure 5.1). L'impulsion contenue dans le faisceau soliton est alors uniquement composée des parties intenses de l'impulsion incidente. Le système dans sa globalité (propagation non linéaire plus le filtre spatial de sortie) est assimilable à un absorbant saturable avec un temps de réponse ultrarapide. De plus, la transmission du système peut être ajustée en changeant la taille du filtre spatial en sortie.

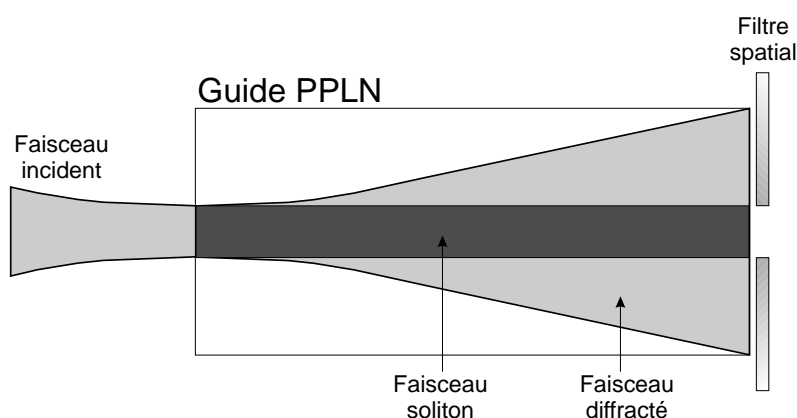


FIG. 5.1 – Schéma de principe de remise en forme temporelle via une propagation soliton.

Dans un article paru en 2002 [1], Simos et al. ont déjà démontré le bon fonctionnement de ce type d'absorbant saturable basé sur une propagation autoguidée. Des impulsions gaussiennes de 63ps issues d'un laser Nd :YAG (1064nm) ont été raccourcies temporellement grâce

à l'excitation de faisceaux solitons en deux dimensions dans un cristal de KTP de 2cm. Dans ces conditions, la différence de vitesse de groupe entre les ondes fondamentale et second harmonique était suffisamment faible, comparée à la durée d'impulsion, pour ne pas influencer le comportement du système.

Le sujet de ce chapitre est de déterminer si cette méthode de remise en forme temporelle peut être adaptée au domaine des télécommunications optiques utilisant des impulsions courtes à 1550nm. Pour ce faire, les études expérimentales ont été menées dans un guide plan PPLN permettant de réduire les niveaux de puissances nécessaires pour atteindre le régime soliton (comparées à ceux nécessaires dans un cristal de KTP). D'autres configurations de filtrage temporel utilisant la déflexion ou la réflexion d'un faisceau autoguidé seront présentées dans ce chapitre.

I Remise en forme temporelle via la dynamique d'excitation d'un soliton spatial dans un guide planaire PPLN.

I- 1) Caractéristiques du dispositif expérimental.

Les études sur la remise en forme temporelle dans le cas d'une propagation soliton sont effectuées à partir du montage présenté ci dessous.

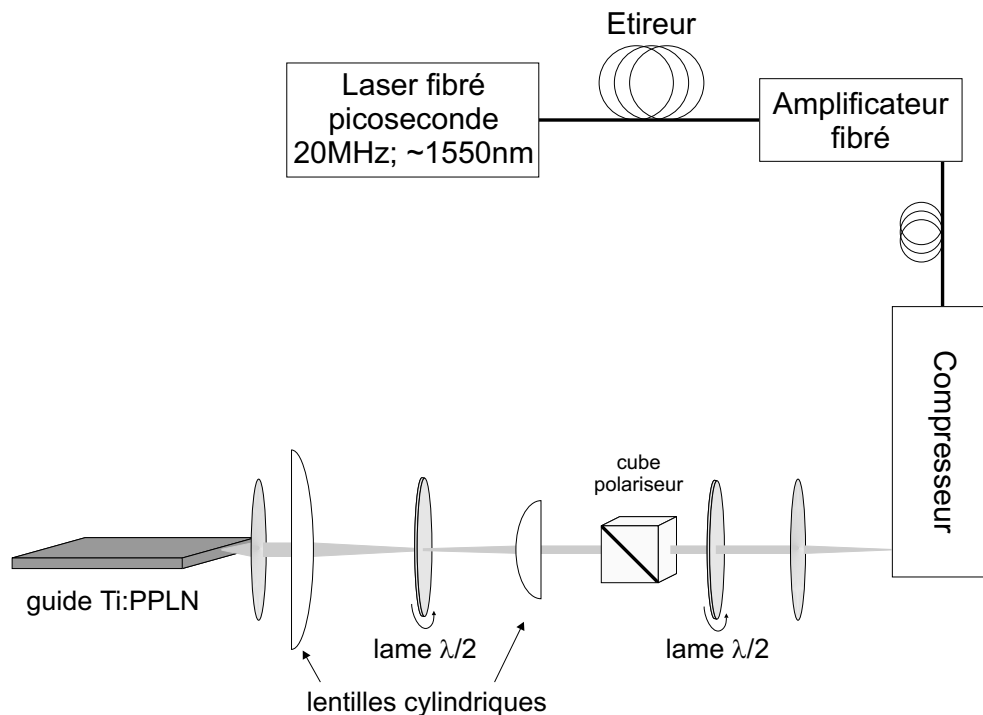


FIG. 5.2 – Schéma du montage expérimental pour l'excitation de faisceaux solitons à partir d'impulsion courtes.

Ce montage est identique à celui utilisé pour l'étude de la propagation d'un soliton quadratique avec un faisceau ayant des dimensions de $56\mu\text{m}$ par $3,9\mu\text{m}$ (FWHMI).

Le faisceau soliton engendré est alors filtré par une fente de largeur ajustable placée dans un plan image de la face de sortie du cristal (figure 5.3) pour des raisons de commodité. Cette solution permet une augmentation importante de la taille du faisceau de sortie et facilite le filtrage du faisceau autoguidé. Un grandissement d'un facteur 20 a ainsi été utilisé.

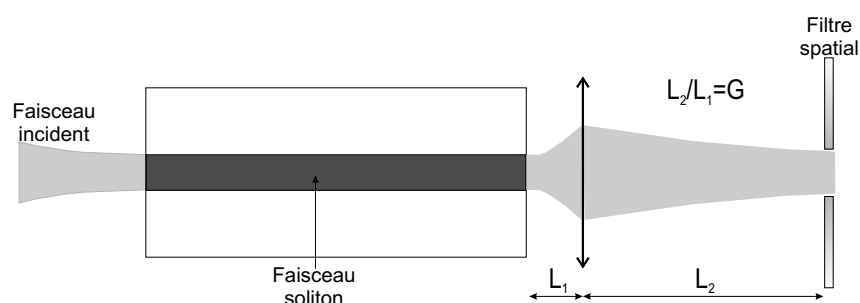
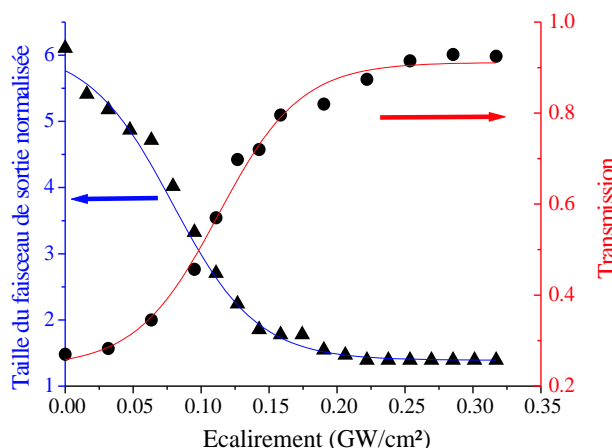


FIG. 5.3 – Représentation schématique du système de grandissement utilisé pour filtrer spatialement le faisceau de sortie.

Un exemple de l'évolution de la taille du faisceau en sortie en fonction de l'éclairement pour $\Delta kL = 15\pi$ est montré figure 5.4 (triangles).



-triangles : taille du faisceau -ronds : taux de transmission

FIG. 5.4 – Évolution de la taille du faisceau en sortie et de la transmission du système en fonction de l'éclairement, diamètre du filtre= 0,9 fois la taille du faisceau incident, $\Delta kL = 15\pi$.

Le seuil à partir duquel la taille du faisceau de sortie se stabilise est de l'ordre de $200\text{MW}/\text{cm}^2$. Pour des éclairements supérieurs, le régime autoguidé est maintenu.

La première expérience consiste à déterminer la transmission du système global en fonction de l'éclairement incident. Le calcul de la transmission consiste à mesurer l'énergie pour l'onde fondamentale après l'ouverture spatiale, et de renormaliser les valeurs mesurées par rapport à l'énergie totale piégée. Le résultat de ces mesures est reportée figure 5.4 (ronds). L'ouverture est fixée à 0,9 fois la taille du faisceau d'entrée.

Pour de faibles éclairements, le faisceau subit les effets de la diffraction. Seul 25% de son énergie initiale est alors transmise par l'ouverture. En augmentant l'éclairement, le régime d'autoguidage est atteint. Le faisceau subit une autofocalisation grâce aux effets non linéaires qua-

dratiques. La puissance recueillie à travers le filtre augmente et atteint un maximum de 90% pour un éclairage de $300\text{MW}/\text{cm}^2$. La courbe de transmission obtenue possède les caractéristiques d'un système de type absorbant saturable.

I- 2) Observation de la remise en forme temporelle.

Dans le but d'observer la remise en forme temporelle d'une impulsion laser picoseconde, j'ai cherché dans un premier temps à générer des impulsions courtes présentant des oscillations secondaires et un fort piédestal. Pour cela, j'ai modifié le système de production d'impulsions lasers pour pouvoir exacerber les effets non linéaires du troisième ordre avant amplification. L'automodulation de phase subit par l'impulsion, combinée à la dispersion lors de la propagation de l'impulsion dans le système d'allongement, a permis une modification très significative de l'enveloppe des impulsions. Après recompression, l'autocorrélation du signal présentait des lobes latéraux importants (cf. figure 5.5 a)).

La décorrélation du signal obtenue a été réalisée en prenant comme hypothèse la présence d'une double impulsion de type gaussienne. Le profil de l'impulsion laser ainsi déduite est montré figure 5.5 b)).

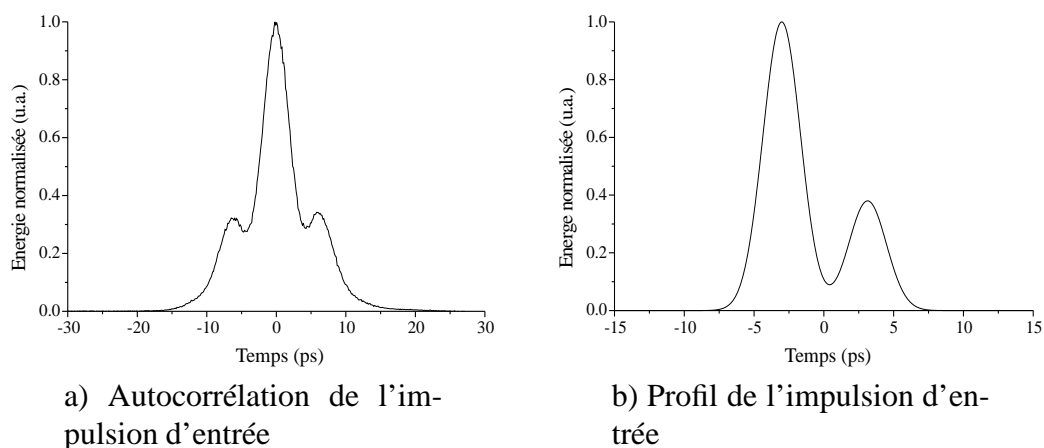


FIG. 5.5 – Profil de l'autocorrélation et de l'impulsion laser déduite utilisée pour la remise en forme temporelle.

Ce signal est alors injecté dans le guide plan PPLN. A l'issue de la propagation, l'onde fondamentale du faisceau transmis est collimatée et injectée dans un autocorrélateur à cristal de BBO, utilisé en régime non colinéaire.

La figure 5.6 montre les profils d'autocorrélations des impulsions à l'entrée et à la sortie du système et illustre la remise en forme du signal. L'impulsion retrouvée par décorrélation est montrée figure 5.6b).

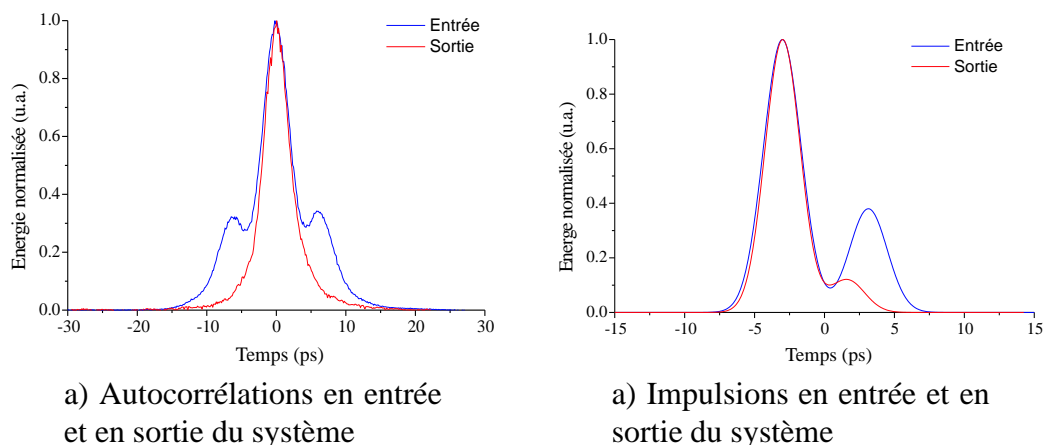


FIG. 5.6 – Profils des autocorrélations et des impulsions en entrée et en sortie du système de remise en forme temporelle, $\Delta kL = 15\pi$, $I = 250 MW/cm^2$, diamètre du filtre=0,9 fois le diamètre du soliton.

Les deux profils de la fonction d'autocorrélation, avant et après filtrage, sont radicalement différents. On constate une très forte réduction des lobes latéraux. Il faut préciser que l'impulsion obtenue par la modification des réglages de la chaîne laser présente quelques caractéristiques spécifiques. En effet, après recompression, les composantes spectrales des deux impulsions générées sont différentes. La propagation en régime autoguidé a été optimisée pour l'impulsion principale, et non pour la deuxième petite impulsion. Les conditions d'accord de phase engendrent alors un filtrage spectral qui se rajoute au filtrage spatial. Dans ces conditions, une discrimination supplémentaire de l'énergie contenue dans les lobes latéraux de l'autocorrélation est présente. Le profil temporel de l'impulsion de sortie présente toujours une sous-impulsion mais d'une amplitude près de 4 fois plus faible que celle d'entrée.

Les simulations numériques effectuées par le laboratoire DEA de l'Université de Brescia montrent la même évolution du signal à la sortie du système de filtrage (figure 5.7).

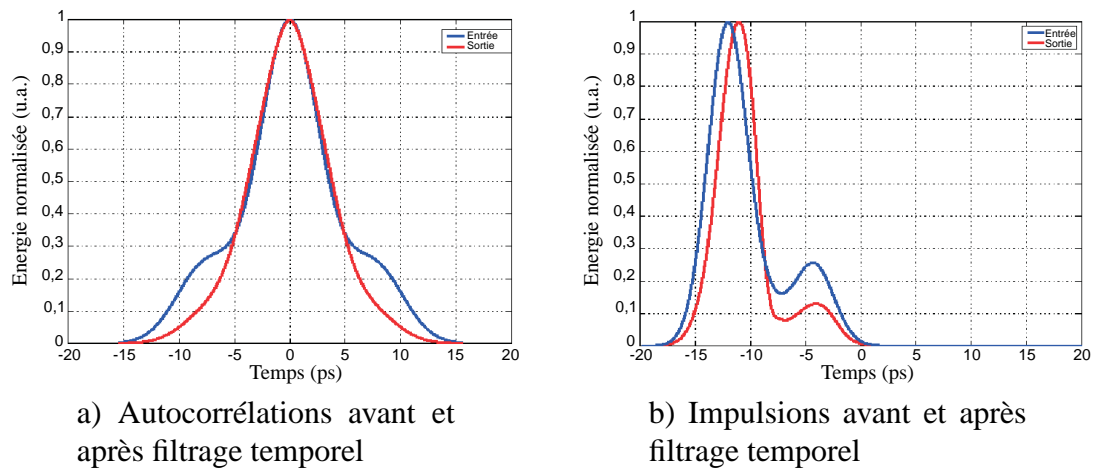


FIG. 5.7 – Simulations numériques sur la remise en forme temporelle d'une impulsion distordue.

Le profil retrouvé numériquement en sortie du système confirme l'atténuation de l'impulsion parasite. Les simulations numériques montrent également un phénomène d'autoraidissement du front arrière de l'impulsion principale. Ce phénomène déjà observé est caractéristique de la propagation en régime autoguidé d'une impulsion en présence d'une forte DVG.

Au delà de la simple démonstration de principe, nous avons mené, avec nos partenaires de l'Université de Brescia, une étude expérimentale et numérique plus poussée de ce système de remise en forme d'impulsions picosecondes. Cette étude théorique basée sur la résolution des équations couplées permet d'analyser de manière plus complète et surtout plus fine l'évolution du filtrage temporel dans le cas d'une impulsion gaussienne parasitée par un bruit blanc aléatoirement distribué. La figure 5.8 montre un exemple de la remise en forme obtenue par simulations numériques.

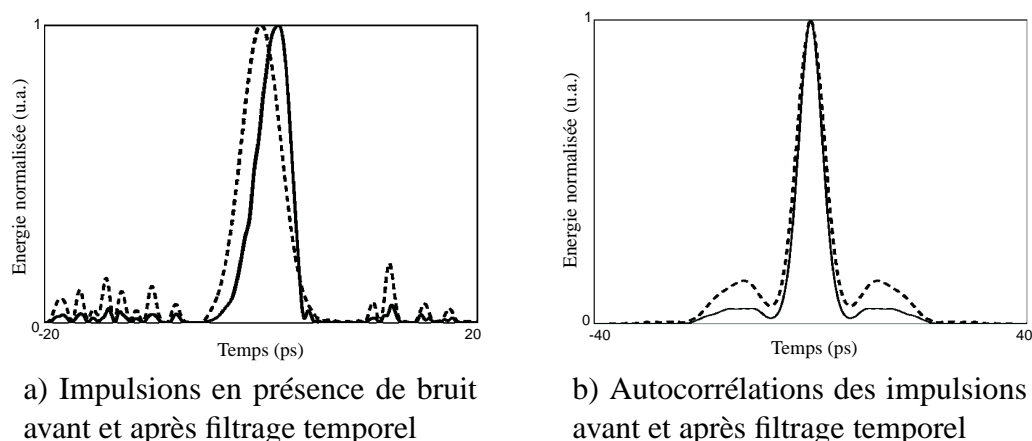


FIG. 5.8 – Simulations numériques sur la remise en forme temporelle d'une impulsion en présence de bruit blanc.

Seule l'impulsion principale possédant une énergie suffisante se propage en régime auto-guidé. Les autres composantes temporelles du faisceau incident subissant les effets de la diffraction s'étalent dans le guide et sont bloquées par le filtrage spatial. Une réduction significative du bruit entourant l'impulsion est alors observée.

La remise en forme temporelle basée sur le phénomène de piégeage soliton dépend de l'éclairement incident et des conditions d'accord de phase et aussi de la largeur de l'ouverture du filtre spatial en sortie. L'étude de ce système de remise en forme temporelle tout optique ultrarapide devra tenir compte de ces trois paramètres "clés".

La première étude que je présente traite du comportement du système de remise en forme temporelle en fonction de l'éclairement incident.

I- 3) Étude de la remise en forme temporelle en fonction de l'éclairement.

Cette mesure consiste à relever les courbes d'autocorrélations du faisceau transmis en fonction de l'éclairement crête. La largeur du filtre spatial est fixée à 0,9 fois la taille du soliton, et la température choisie fixe les conditions d'accords de phase autorisant le régime soliton dans le guide PPLN.

Un programme Matlab que j'ai développé approxime les courbes expérimentales et permet de retrouver le profil temporel des impulsions avant et après filtrage. Pour ces décorrélations, je considère que les impulsions sont de type gaussiennes et je ne tiens pas compte du phénomène d'auto-raidissement sur les profils temporels des impulsions propagées. Ces courbes ont pour

objectif de mieux illustrer la remise en forme temporelle au niveau des impulsions elles mêmes.

La figure 5.9 illustre le filtrage temporel pour deux éclairements. On peut y observer les autocorrélations expérimentales et l'allure des impulsions déduites.

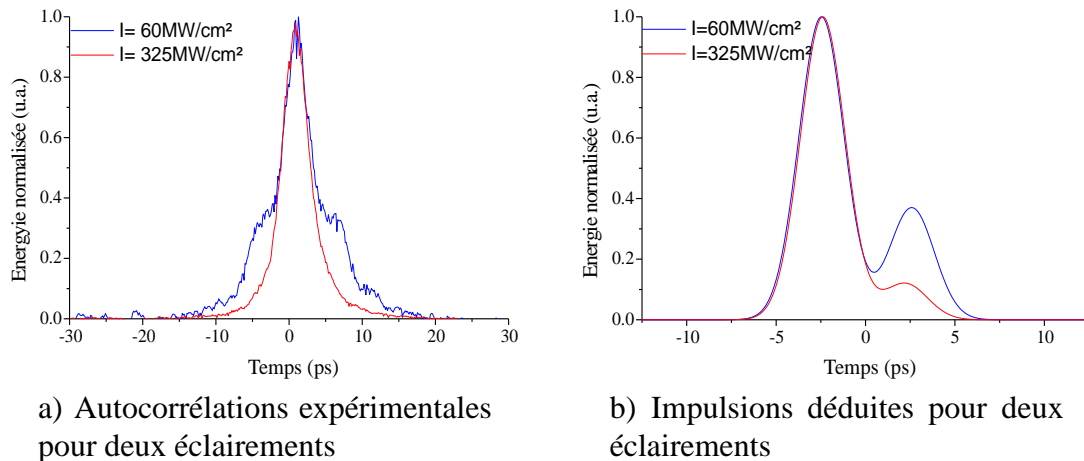


FIG. 5.9 – Exemples du filtrage temporel en fonction de l'éclairement incident, $\Delta kL = 15\pi$, diamètre du filtre = 0,9 fois le diamètre du soliton, $I=325MW/cm^2$, $I=60MW/cm^2$.

En régime de faible éclairement ($60MW/cm^2$), aucune propagation soliton n'est observée. Les deux impulsions diffractent spatialement dans le guide PPLN. Après filtrage, les proportions des amplitudes des impulsions sont conservées. Le profil de l'impulsion de sortie possède une partie centrale d'une durée de 6ps (équivalent à une impulsion de 4ps) avec un fort piédestal.

Lorsque l'éclairement est suffisant pour obtenir une propagation autopiégée ($325MW/cm^2$), une discrimination importante entre les faibles et les fortes intensités est obtenue. On constate alors une suppression de l'énergie contenue dans le piédestal de la courbe d'autocorrélation. Une atténuation sensible de l'impulsion parasite est alors visible sur le profil des impulsions de sortie. Il faut noter qu'un résidu de l'impulsion satellite reste présent. En effet, la diffraction des faibles intensités est spatialement distribuée sur toute la dimension transverse du guide en sortie. Une partie de cette énergie n'est pas filtrée par l'ouverture et reste visible lors des analyses temporelles.

Les simulations numériques de l'Université de Brescia montrent le même comportement en fonction de l'éclairement. La figure 5.10 montre l'évolution des profils d'autocorrélations pour un éclairement croissant.

Afin de quantifier l'efficacité de la remise en forme temporelle, j'ai introduit le coefficient R_E qui est calculé de la manière suivante :

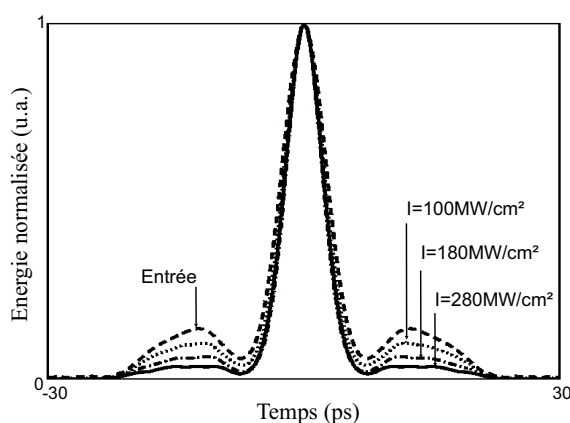


FIG. 5.10 – Profils d'autocorrélations numériques en fonction de l'éclairement pour une impulsion gaussienne superposée à un bruit blanc, $\Delta kL = 15\pi$, diamètre du filtre=0,9 fois le diamètre du soliton.

A partir des profils d'autocorrélations mesurés en sortie en fonction de l'éclairement, j'approxime la partie centrale de la fonction d'autocorrélation par une distribution de type gaussienne dont je calcule la surface. Le coefficient R_E est alors obtenu en faisant le rapport de cette surface sur l'aire totale de l'autocorrélation mesurée (figure 5.11). Le paramètre R_E reflète alors le pourcentage d'énergie réellement contenue dans l'impulsion principale.

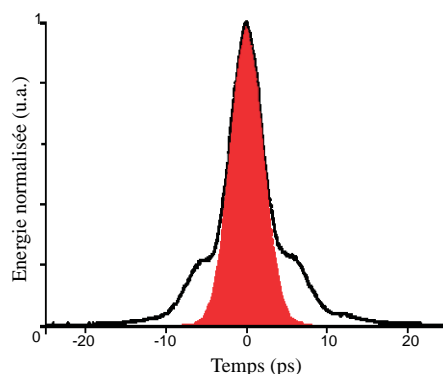


FIG. 5.11 – Illustration de la méthode de calcul du paramètre R_E .

L'évolution du coefficient R_E sera également présentée en fonction des autres paramètres pouvant influencer la remise en forme temporelle de l'impulsion (désaccord en phase, et largeur du filtre de sortie).

La figure 5.12 montre l'évolution du coefficient R_E en fonction de l'éclairement incident. Les mesures ont été enregistrées pour $\Delta kL = 15\pi$ et pour un diamètre du filtre de sortie égal

0,9 fois la taille du faisceau incident.

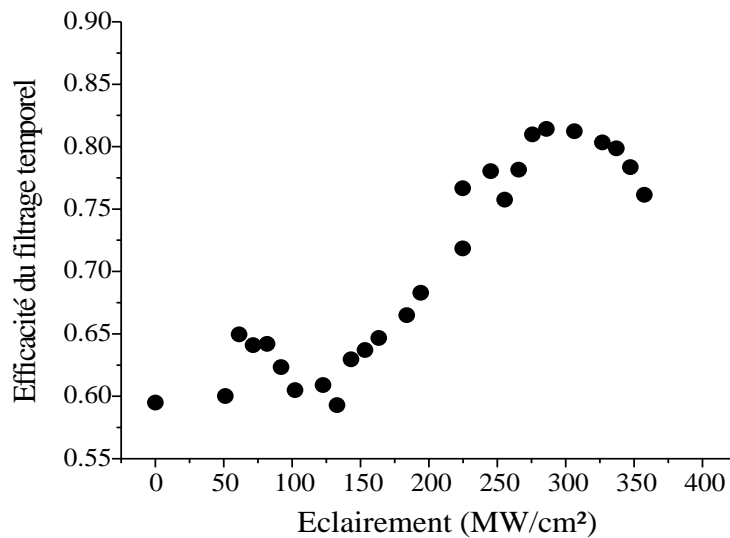


FIG. 5.12 – Évolution de l'efficacité du filtrage temporel en fonction de l'éclairement, $\Delta kL = 15\pi$, diamètre du filtre = 0,9 fois le diamètre du soliton.

A faible éclairement, le faisceau diffracte spatialement. La quantité d'énergie réellement contenue dans l'impulsion centrale est faible ($\approx 60\%$). En augmentant l'éclairement, le filtrage temporel s'effectue et la valeur de R_E augmente. Le meilleur filtrage permet de confiner près de 80% de l'énergie dans l'impulsion centrale. Ce filtrage apparaît pour un éclairement de $300 MW/cm^2$ qui est légèrement supérieur au seuil du piégeage soliton ($I = 275 MW/cm^2$).

Pour des éclairements plus importants, l'efficacité de filtrage diminue. Certaines composantes temporelles de l'impulsion satellite deviennent suffisamment intenses pour être piégées spatialement dans le faisceau soliton et pour être prises en compte dans la mesure. La diminution du coefficient R_E correspond alors à la réapparition des lobes secondaires sur les profils des autocorrélations. L'efficacité du filtrage est directement liée à la qualité du piégeage spatial et donc au déphasage non linéaire obtenu lors de la propagation. Une propagation soliton sur un nombre plus important de longueurs de Fresnel (associée au faisceau d'entrée) devrait accroître la sélectivité du filtre temporel.

La propagation soliton qui soutient le phénomène de remise en forme temporelle dépend non seulement de l'éclairement incident mais aussi des conditions de piégeage entre les ondes fondamentale et second harmonique qui la composent.

La partie suivante aborde l'incidence des conditions d'accord de phase sur les performances de la remise en forme temporelle.

I- 4) Étude de la remise en forme temporelle en fonction du désaccord en phase.

A cause de la forte différence de vitesse de groupe présente dans le milieu non linéaire, le faisceau soliton ne peut être obtenu que pour un désaccord en phase positif (ici $\Delta kL > 8\pi$). J'ai alors étudié la remise en forme temporelle en fonction de ce paramètre. La taille de l'ouverture est fixée à 0,9 fois la taille du faisceau d'entrée et l'éclairement est de $275 MW/cm^2$. J'ai tracé sur la figure 5.13 l'évolution de la valeur du coefficient R_E représentant l'efficacité du piégeage en fonction du désaccord en phase.

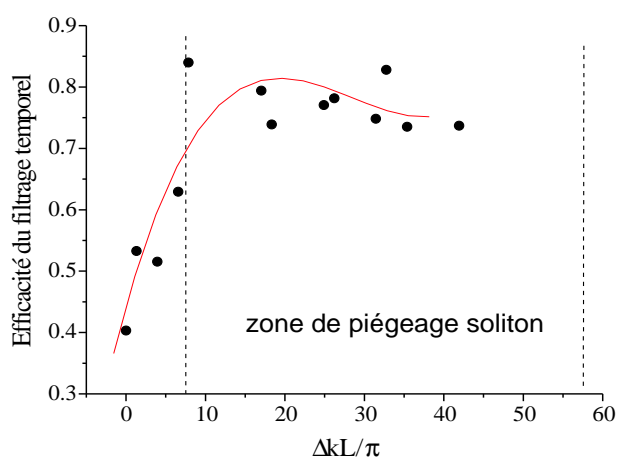


FIG. 5.13 – Évolution de l'efficacité du filtrage temporel en fonction du désaccord en phase, $I = 275 MW/cm^2$, diamètre du filtre = 0,9 fois le diamètre du soliton.

Le coefficient de remise en forme temporelle reste élevé sur l'ensemble de la plage de désaccord en phase permettant une propagation soliton (de 8π à 40π). Pour un désaccord en phase inférieur à 8π , aucune propagation autoguidée n'est observée et le coefficient de filtrage est faible. Pour des désaccords en phase supérieurs à 40π , la diminution de la température du guide permet l'augmentation des effets photoréfractifs qui diminuent l'efficacité de piégeage. Alors la diminution de la valeur du coefficient du filtrage R_E ne provient pas directement de ce concept

de remise en forme . Pour cette raison, les mesures sont données seulement jusqu'à $\Delta kL = 40\pi$.

I- 5) Étude de la remise en forme temporelle en fonction de l'ouverture du filtre spatial.

L'efficacité du filtrage dépend également de la sélection spatiale à la sortie du guide PPLN, et donc du diamètre de l'ouverture.

J'ai tracé figure 5.14 l'évolution du paramètre R_E en fonction du diamètre normalisé du filtre en sortie.

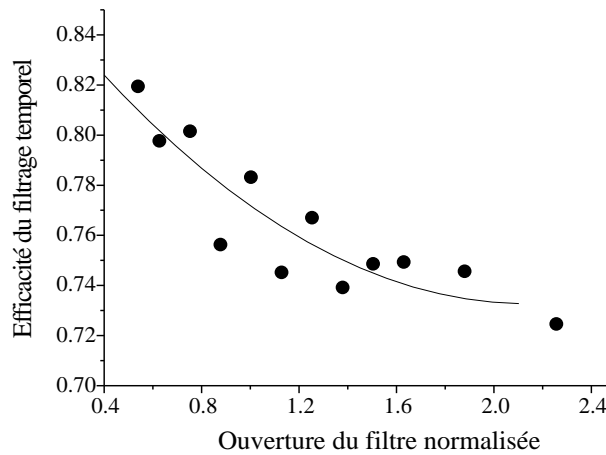


FIG. 5.14 – Évolution de l'efficacité du filtrage temporel en fonction de l'ouverture normalisée du filtre spatial , $I=350MW/cm^2$, $\Delta kL = 15\pi$.

Pour une ouverture très supérieure à la taille du soliton (2,2 fois), une partie du faisceau non piégée est sélectionnée par le filtre spatial. La courbe d'autocorrélation montre alors un piédestal important dû aux composantes temporelles de l'impulsion parasite non filtrée. L'efficacité de filtrage est alors de 72%.

Une diminution de la taille du filtre spatial entraîne un blocage plus important des faibles intensités diffractées et ainsi une augmentation du coefficient de remise en forme temporelle. Pour un diamètre du filtre inférieur à 0,6 fois la taille du faisceau soliton, la sélection temporelle s'accompagne d'une réduction importante de l'énergie contenue dans l'impulsion principale. Un compromis sera alors à trouver entre efficacité de remise en forme temporelle et puissance transmise.

Les simulations numériques réalisées par F. Baronio de l'Université de Brescia montrent un bon accord avec le comportement observé expérimentalement. Les courbes tracées figure 5.15 illustrent le même effet de réduction des lobes secondaires lorsque l'ouverture du filtre se rétrécit. Les courbes sont exposées en fonction de ρ qui représente la dimension spatiale du filtre normalisée selon la taille transverse du faisceau incident.

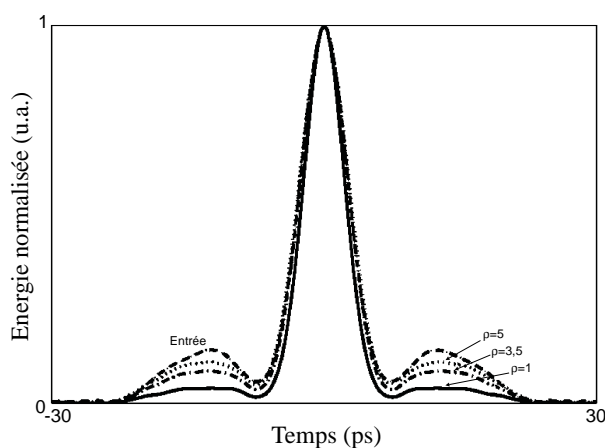


FIG. 5.15 – Profils des autocorrélations numériques en fonction de l'ouverture normalisée du filtre, $I = 300 MW/cm^2$, $\Delta kL = 15\pi$.

I- 6) Conclusion sur la remise en forme temporelle d'impulsion via la propagation d'un faisceau autoguidé.

Nous avons montré dans cette partie, de manière expérimentale et numérique, la remise en forme temporelle d'une impulsion de 4ps basée sur une propagation soliton dans un guide plan Ti :PPLN malgré la présence d'une différence de vitesse groupe importante entre les ondes FF et SH. Le filtre temporel est basé sur l'association de cette propagation autoguidée et d'un filtre spatial. L'efficacité de filtrage a été étudiée en fonction des conditions de piégeage du faisceau et du diamètre du filtre.

Une remise en forme optimale est obtenue grâce au régime soliton pour un désaccord en phase proche de 20π , un éclairage légèrement supérieur au seuil de piégeage $\sim 300 MW/cm^2$, et pour une ouverture du filtre légèrement inférieure au diamètre du faisceau autopiégé ($\sim 0,9$ fois).

Une étude numérique réalisée par l'Université de Brescia montre de manière plus générale la capacité de filtrage d'une impulsion gaussienne en présence d'un bruit blanc. Ce travail a fait

l'objet d'une publication dans le journal *Applied Physics B*. [2].

Une augmentation de la distance de propagation en régime autoguidé (comparée à la longueur de Fresnel associée à la dimension du faisceau d'entrée) augmenterait de manière significative la sélectivité du filtre. Cela permettrait un étalement spatial plus important des composantes de faible intensité, et de moins les considérer dans les énergies mesurées en sortie du filtre. Par contre, une augmentation de la longueur du guide pour une même taille de faisceau s'accompagnera d'une forte augmentation du seuil de piégeage. afin de compenser des effets de diffraction plus importants.

Dans le but d'étendre ce principe de filtrage temporel, j'ai réalisé la remise en forme d'une impulsion picoseconde en utilisant les phénomènes de déflexion et de réflexion non linéaires d'un faisceau soliton dans des structures PPLN.

II Remise en forme temporelle via la déflexion d'un faisceau soliton au voisinage de la limite d'une structure à inversions périodiques des domaines ferroélectriques.

Le but de cette partie est de démontrer qu'il est possible de remettre en forme temporellement une impulsion courte en utilisant le phénomène de déflexion non linéaire d'un faisceau soliton.

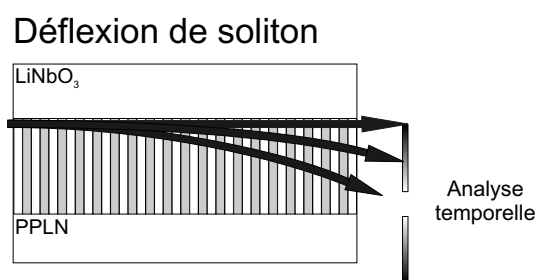


FIG. 5.16 – Représentation schématique de la remise en forme temporelle d'impulsions picoseconde par effet de déflexion non linéaire.

Une double sélection des fortes intensités induite par l'autofocalisation du faisceau d'une part, et la déflexion non linéaire d'autre part devrait permettre d'augmenter l'efficacité du filtrage temporel. Un filtre spatial proprement disposé à la sortie du guide permettra d'élever davantage la sélectivité de l'impulsion en bloquant les énergies diffractées de l'impulsion satellite. Comme dans la première partie de ce chapitre, la combinaison de la propagation soliton, de la déviation spatiale et du filtrage du faisceau de sortie agit comme un absorbant saturable ultrarapide.

II- 1) Résultats expérimentaux.

Dans un premier temps, j'ai réalisé l'opération de déflexion d'un faisceau autoguidé à l'interface entre une région PPLN et une région homogène de LiNbO₃. L'impulsion d'entrée est composée d'une impulsion principale et d'une sous impulsion de faible intensité déjà présentées dans la partie précédente. Pour un éclairement suffisamment élevé, le faisceau subit un effet d'autofocalisation et de déflexion. Un décalage progressif et continu est alors observé en fonction de l'éclairement d'entrée (figure 5.17). A cause de la présence d'une impulsion incidente

II. Remise en forme temporelle via la déflexion d'un faisceau soliton au voisinage de la limite d'une structure à inversions périodiques des domaines ferroélectriques.

à profil dégradé, le décalage spatial à la sortie du guide est accompagné par un étalement du faisceau.

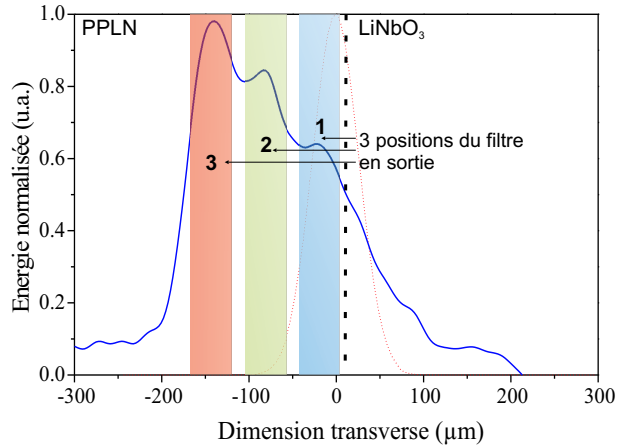


FIG. 5.17 – Profil de sortie d'un faisceau défléchi au niveau d'une transition PPLN/LiNbO₃, obtenue avec une double impulsion en entrée.

Dans un second temps, j'ai réalisé l'autocorrélation du signal en prélevant successivement les différentes parties du faisceau de sortie (voir les positions du filtre sur la figure 5.17).

Les autocorrélations relatives à chacune de ces positions sont alors reportées figure 5.18.

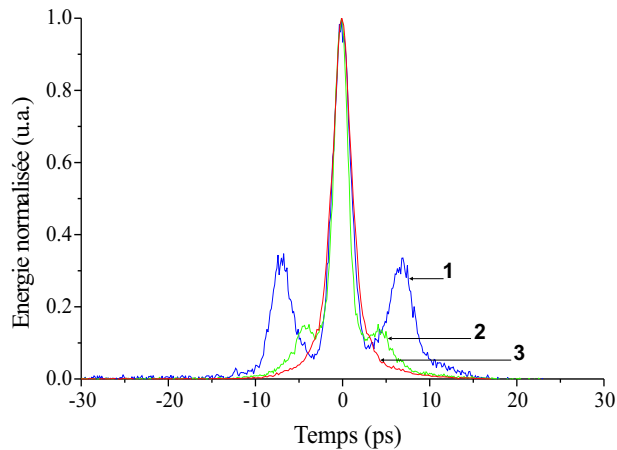


FIG. 5.18 – Exemples d'autocorrélations pour les trois positions du filtre spatial de la figure 5.17.

- Pour un filtre positionné près de la bordure PPLN (position 1), la courbe d'autocorrélation montre un pic central et de forts pics latéraux représentant 40% de la surface de la courbe d'autocorrélation. Il semblerait qu'une grande partie de l'énergie localisée à cet endroit représente l'énergie de l'impulsion parasite ayant subi une faible déviation.

- Concernant la courbe d'autocorrélation réalisée dans la position 2, les lobes extérieurs de l'autocorrélation sont de plus faibles intensités et plus proches de l'impulsion centrale. Le filtrage temporel est plus efficace que dans la première position ($R_E \approx 65\%$).
- Enfin, si le filtre ne sélectionne que la partie du faisceau la plus déviée (position 3), le profil de l'autocorrélation est quasi gaussien et ne présente pas de lobes latéraux. Le filtrage temporel de l'impulsion est alors très efficace. La valeur du coefficient R_E est de 81%.

Ces résultats expérimentaux sont également appuyés par l'étude numérique de l'Université de Brescia réalisée dans les mêmes conditions. La première image (figure 5.19) montre le profil spatio-temporel de l'impulsion de sortie après la déflexion spatiale du faisceau.

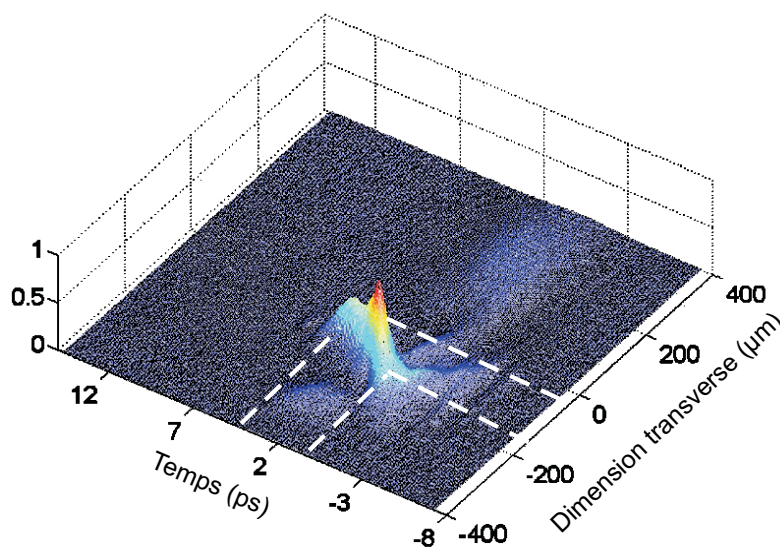


FIG. 5.19 – Profil spatio-temporel d'un faisceau défléchi (simulation numérique).

Cette cartographie spatio-temporelle montre clairement l'évolution et l'étalement spatial et temporel de l'impulsion au cours de sa propagation. On constate que les faibles intensités sont localisées près de la transition non linéaire (le zéro de la dimension transverse), et que les fortes intensités sont plus fortement défléchies et sont positionnées loin de l'interface. Ainsi, un affichage graduel des intensités du faisceau est observé au niveau de la face de sortie du cristal.

La figure suivante (5.20) expose le profil de l'impulsion et son autocorrélation (numériques) pour une coupe transverse de la figure 5.19 à $160\mu\text{m}$ de l'interface (équivalent à la position 2 dans les expériences).

II. Remise en forme temporelle via la déflexion d'un faisceau soliton au voisinage de la limite d'une structure à inversions périodiques des domaines ferroélectriques.

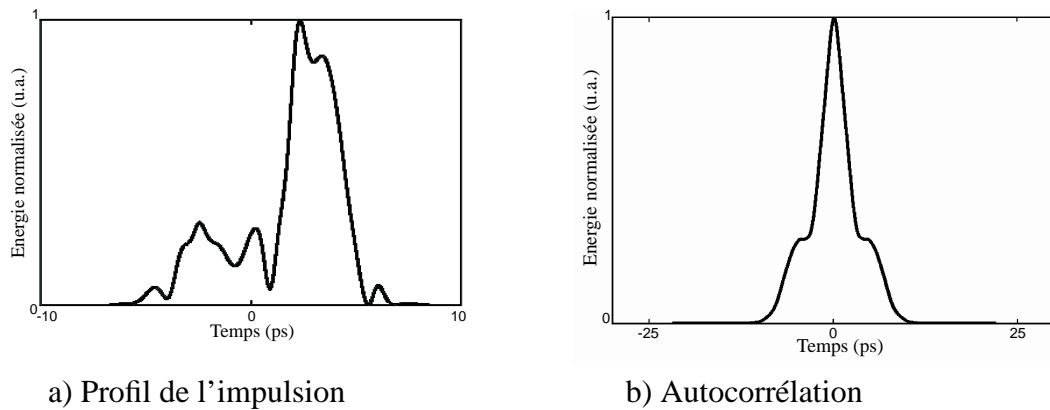


FIG. 5.20 – Profil temporel pour la partie faiblement déviée du faisceau.

La courbe indique la présence d'une impulsion satellite distordue aux côtés de l'impulsion principale. Le profil quasi gaussien choisi pour l'impulsion satellite à l'entrée du système se retrouve très déformé à l'issue de la propagation. L'autocorrélation de cette impulsion fait apparaître des lobes latéraux proches de l'impulsion centrale et d'un niveau important.

La figure 5.21 montre les profils de l'impulsion et de son autocorrélation pour une position du filtre à $200\mu\text{m}$ de l'interface (*équivalent à la position 2 dans les expériences*).

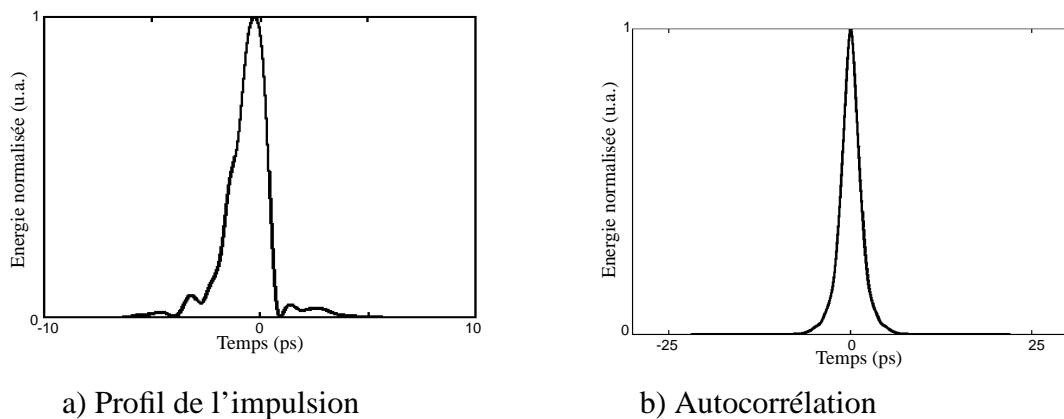


FIG. 5.21 – Profil temporel pour la partie la plus déviée du faisceau.

Concernant la position du faisceau le plus dévié, les simulations numériques confirment la remise en forme temporelle efficace de l'impulsion. On observe également l'effet d'autoaidissement dû à la propagation autoguidée dans le guide PPLN.

Le filtrage temporel basé sur la déflexion d'un faisceau soliton au voisinage de la limite d'une structure PPLN donne lieu à une remise en forme efficace d'impulsions picosecondes. Les deux effets combinés de la propagation soliton et de la déflexion permettent un filtrage

temporel plus performant que dans le cas d'une propagation autoguidée seule. En effet, dans la configuration d'un faisceau soliton défléchi, toutes les intensités constituant le signal d'entrée sont spatialement distribuées selon la dimension transverse. Une sélection des énergies les plus déviées permet alors un filtrage des basses intensités sans diminuer la largeur du filtre.

III Remise en forme temporelle utilisant la dynamique d'une réflexion non linéaire d'un faisceau soliton sur la frontière entre deux zones d'accord de phase différentes.

Afin de compléter ces travaux de remise en forme temporelle d'impulsion dans différentes configurations de propagation soliton spatial, j'ai observé ce phénomène dans le cas d'une réflexion non linéaire entre deux structures PPLN différentes. Les deux structures utilisées sont identiques à celles présentées au chapitre 4.

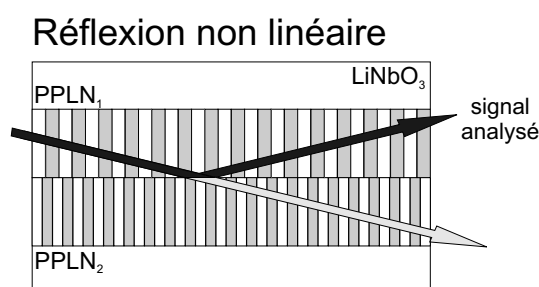


FIG. 5.22 – Représentation schématique de la remise en forme temporelle d'impulsions picosecondes par effet de réflexion non linéaire.

Les deux premières parties ont déjà bien détaillé le principe et l'influence des conditions de piégeage spatial sur la remise en forme temporelle. Cette dernière partie aura simplement pour but de montrer que la réflexion non linéaire peut naturellement jouer aussi le rôle d'un absorbant saturable.

Je rappelle que le phénomène de réflexion non linéaire est dû à la présence d'une barrière de potentiel induite à l'interface de deux zones présentant des accords de phase différents pour le doublage de fréquence. L'obtention d'une réflexion non linéaire est conditionnée à l'excitation d'un faisceau soliton spatial (éclairage, désaccord en phase), ainsi qu'à l'orientation de la direction du faisceau autoguidé par rapport à la transition. Les conditions expérimentales sont

III. Remise en forme temporelle utilisant la dynamique d'une réflexion non linéaire d'un faisceau soliton sur la frontière entre deux zones d'accord de phase différentes.

choisies à partir des résultats de l'étude de la réflexion déjà menée dans cette configuration, à savoir $I = 120 MW/cm^2$, $\Delta k L_1 = 20\pi$, $\Delta k L_2 = -10\pi$. Le faisceau est envoyé avec un angle interne de 1deg dans la zone1 où le désaccord en phase positif permet le piégeage spatial.

La figure 5.23 montre l'effet de remise en forme temporelle par réflexion non linéaire avec les profils des autocorrélations et des impulsions à l'entrée et à la sortie du système.

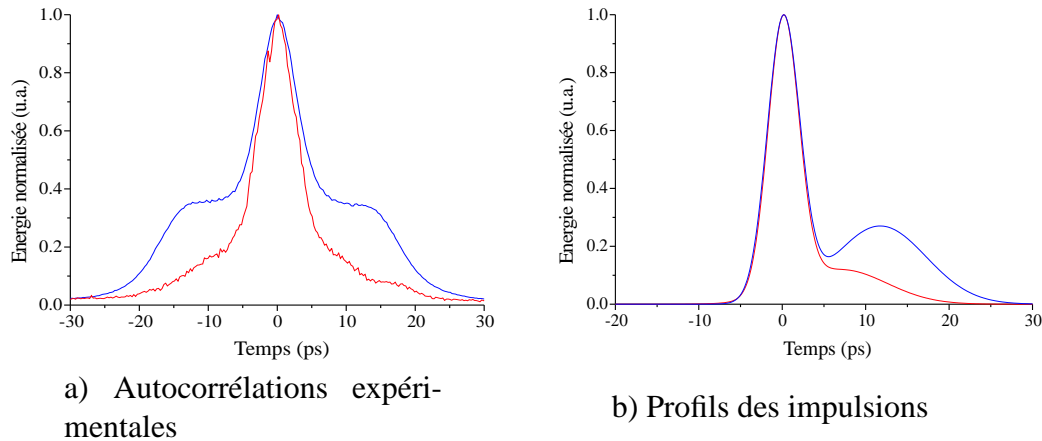


FIG. 5.23 – Illustration de la remise en forme temporelle via la réflexion non linéaire d'un soliton.

En régime linéaire le faisceau perçoit un milieu homogène, et diffracte suivant sa direction initiale. Pour un éclairage incident plus fort, seules les composantes de l'impulsion dont les niveaux d'énergie sont supérieurs au piégeage soliton sont réfléchies sur l'interface.

On peut alors constater que l'impulsion réfléchie subit un filtrage de son rebond parasite. Le coefficient R_E obtenu est de l'ordre de 80%.

Comme dans le cas de la déflexion non linéaire, ce phénomène de réflexion associe la propagation sous forme autoguidée du faisceau à un effet de commutation spatiale. La distinction entre l'impulsion filtrée (faisceau réfléchi) et les faibles intensités parasites (faisceau transmis) est ici très facile.

IV Conclusion.

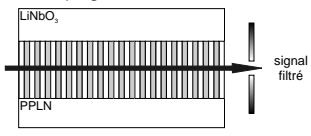
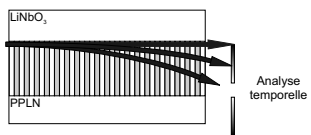
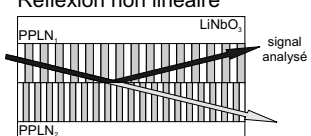
Dans ce chapitre, j'ai démontré que le filtrage temporel basé sur l'association d'une propagation soliton et d'un filtrage spatial (configuration démontrée par C.Simos) pouvait être utilisé avec des impulsions 4 à 5 fois plus courtes que la différence de temps de groupe entre les composantes FF et SH mutuellement piégées lors de la propagation non linéaire. Les principales caractéristiques de ce filtre non linéaire ont été étudiées en utilisant une double impulsion picoseconde. Les conditions optimales conduisant à une sélection de l'impulsion principale ont été dégagées. La sélectivité du filtre temporel est maximale pour un éclairement du faisceau incident proche de l'éclairement seuil du régime soliton et avec une ouverture du filtre spatial légèrement inférieure au diamètre du faisceau d'entrée. Une remise en forme temporelle a été obtenue sur l'ensemble du domaine de désaccord en phase autorisant le régime soliton.

Dans un second temps, j'ai étendu ce concept de filtrage temporel "non linéaire" en exploitant les nouveaux effets de déflexion et de réflexion d'un faisceau autopiégé sur une interface d'accord de phase purement non linéaire. La sommation des effets de propagation soliton et de déflexion permet d'accroître la sélectivité du filtrage temporel. La vitesse de filtrage est directement liée à la réponse non linéaire (électronique) du matériau et reste ici très rapide (\ll ps). Néanmoins, la différence de vitesse de groupe est un phénomène limitatif à l'utilisation de ce type de filtrage temporel basé sur la propagation soliton. En effet, la compensation partielle de la DVG induit un recouvrement temporel entre la partie de l'onde au SH non piégée et l'impulsion au FF suivante. Ce recouvrement peut entraîner des effets de conversion de fréquences non désirés et des distorsions temporelles parasites dans le cas d'une fréquence de répétition élevées des impulsions. Ce problème est en partie résolu dans les cas de la déflexion et de la réflexion non linéaire. Les composantes FF et SH non piégées se propagent suivant une direction différente du faisceau sélectionné et évite alors une interaction forte avec les parties les plus intenses du signal. Les résultats expérimentaux ayant été obtenus avec des impulsions de l'ordre de 4ps, et si l'on considère la remise en forme temporelle d'impulsions en présence d'un bruit, la fréquence de répétition de ces systèmes peut être fixée à 125Gb/s. La limitation en terme de débit est induite par la durée des impulsions à filtrer et la capacité à engendrer un faisceau autoguidé à partir de ces impulsions.

L'éclairement nécessaire pour l'obtention des phénomènes autoguidés est le principal frein à l'utilisation pratique de ces techniques de remise en forme temporelle. Cet inconvénient peut

être néanmoins contourné en utilisant un faisceau de contrôle pour le guidage d'une onde de faible intensité. Ce principe de guidage autoinduit a déjà été démontré par Lopez Lago et al. en 2002 [3], et pourrait offrir, de surcroît, une fonction supplémentaire de resynchronisation.

Finalement, le tableau ci-après résume les avantages et les inconvénients des trois systèmes de filtrage temporel proposés précédemment.

Systèmes de filtrage temporel	Avantages	Inconvénients
Propagation soliton 	<ul style="list-style-type: none"> -Rapidité -Simplicité 	<ul style="list-style-type: none"> -Fréq. de répétition limitée par la DVG -Éclairement soliton nécessaire
Déflexion de soliton 	<ul style="list-style-type: none"> -Efficacité de filtrage élevée -Rapidité -Fréq. de répétition élevée 	<ul style="list-style-type: none"> -Éclairement nécessaire important
Réflexion non linéaire 	<ul style="list-style-type: none"> -Efficacité de filtrage élevée -Rapidité -Simplicité 	<ul style="list-style-type: none"> -Réflexion non linéaire moins efficace avec une forte DVG

TAB. 5.1 – Comparaison entre les différents schémas de remise en forme temporelle basé sur la propagation soliton dans un cristal PPLN.

Bibliographie

- [1] C. Simos, V. Couderc et A. Barthélémy, “Temporal reshaping of optical pulses using quadratic spatial soliton generation and spatial filtering,” *IEEE - Photonics Technology Letters*, **14**, pp. 636–638 (mai 2002).
- [2] P. H. Pioger, V. Couderc, L. Lefort, A. Barthélémy, F. Baronio, C. De Angelis, Y. H. Min, V. Quiring et W. Sohler, “Ultra-fast saturable absorber through spatial self-trapping and filtering in Ti :PPLN film waveguides,” *Applied Physics B – Lasers and Optics*, **77**, pp. 571–576 (2003).
- [3] V. Couderc, E. Lopez Lago, A. Barthélémy, C. De Angelis et F. Gringoli, “Trapping of a weak probe through coupling with a two-color quadratic spatial soliton,” *Optics Communications*, **203**, pp. 421–425 (mars 2002).
- [4] S. J. B. Yoo, R. Bhat, C. Caneau et M. A. Koza, “Quasi-phase-matched second-harmonic generation in AlGaAs waveguides with periodic domain inversion achieved by wafer-bonding,” *Applied Physics Letters*, **66**, pp. 3410–3412 (juin 1995).
- [5] A. Y. Hamad, J. P. Wicksted, S. Y. Wang et G. Cantwell, “Spatial and temporal beam reshaping effects using bulk CdTe,” *Journal of Applied Physics*, **78**, pp. 2932–2939 (septembre 1995).
- [6] R. V. Andalaro, H. J. Simon et R. T. Deck, “Temporal pulse reshaping with surface waves,” *Applied Optics*, **33**, pp. 6340–6347 (septembre 1994).
- [7] X. S. Yao et J. Feinberg, “Temporal shaping of optical pulses using beam coupling in a photorefractive crystal,” *Optics Letters*, **18**, pp. 622–624 (avril 1993).
- [8] I. H. Campbell et P. M. Fauchet, “Temporal reshaping of ultrashort laser pulses after reflection from GaAs at Brewster’s angle,” *Optics Letters*, **13**, pp. 634–636 (août 1988).

Conclusion générale

Les travaux expérimentaux présentés dans ce mémoire de thèse concernent l'étude de la propagation et de l'interaction de faisceaux spatiaux autoguidés (solitons) dans des milieux à non linéarité d'ordre 2. La particularité des solitons quadratiques, appelés aussi solitons bicolores, est qu'ils sont le résultat du couplage mutuel entre les ondes fondamentale et second harmonique. L'excitation des faisceaux solitons a été réalisée dans des cristaux massifs ou des guides plans de niobate de lithium dont la polarisation des domaines ferroélectriques est périodiquement inversée (PPLN). La méthode dite du Quasi Accord de Phase permet d'avoir accès au coefficient non linéaire le plus élevé du matériau tout en permettant un échange énergétique entre les ondes se propageant dans le milieu. L'originalité de mes recherches porte sur l'excitation des faisceaux solitons quadratiques avec des impulsions brèves, plus courtes que la différence de temps de propagation entre les ondes fondamentale et second harmonique dans le milieu non linéaire.

Des schémas décrivant des opérations de routage tout optique ultrarapides sur la base de la propagation autoguidé des faisceaux devaient être étudiés.

Pour finir, je me suis proposé d'adapter une méthode de filtrage temporel grâce à la dynamique spatio-temporelle des solitons quadratiques dans le cas d' impulsions courtes à 1550nm.

Propagation soliton.

La première étude a révélé pour la première fois la possibilité d'exciter un faisceau autoguidé dans un guide plan Ti :PPLN malgré des durées d'impulsion environ cinq fois plus courtes que la différence de temps de groupe. Néanmoins, cette dernière impose des conditions de désaccord en phase positifs entre les ondes pour établir la propagation autoguidée. Dans les expériences, la valeur seuil du désaccord en phase était proche de 8π . La propagation du faisceau en régime autoguidé reste possible sur une large plage de désaccords en phase positifs (jusque $\approx 50\pi$). Aucune propagation d'un faisceau autopiégé pour l'accord de phase parfait ou pour des désaccords en phase négatifs n'a pu être obtenue. De plus, c'est aussi la première fois que l'on réalise la propagation d'un soliton spatial quadratique dans un guide plan PPLN et à $1,55\mu\text{m}$. L'utilisation d'un guide de 6cm de long, représentant 3,2 fois la longueur de diffraction du faisceau incident ($76\mu\text{m}$), a permis d'obtenir un seuil de piégeage de seulement $50\text{MW}/\text{cm}^2$. C'est à ce jour le seuil le plus bas reporté pour la génération de faisceaux solitons

dans les milieux quadratiques.

La caractérisation du profil temporel de l'onde au fondamental a montré que sa durée n'était pas affectée par le régime de propagation soliton. Seul un effet d'autoraïdissement du front arrière de l'impulsion a pu être constaté grâce aux analyses numériques de l'Université de Brescia. L'étude temporelle de l'onde au second harmonique a mis en évidence une compensation de la différence de vitesse de groupe entre les composantes harmoniques en régime de propagation soliton. Un lien étroit entre les évolutions spatiales et temporelles a alors été établi. L'influence de la différence de vitesse de groupe sur le piégeage soliton est également visible sur le domaine spectral. Un décalage de la longueur d'onde centrale de l'onde au second harmonique par rapport à la demi longueur d'onde du faisceau fondamentale a été montré. Le succès dans la réalisation de la propagation sous forme autoguidée d'impulsions courtes a permis d'envisager la mise en oeuvre d'opérations de commutations spatiales ultrarapides.

Systèmes de commutation ultra rapide.

La première voie explorée s'appuyait sur la collision entre deux faisceaux solitons se propageant de manière non colinéaire. J'ai montré que la différence de vitesse de groupe était à l'origine d'une mauvaise efficacité de commutation entre ces faisceaux. Une nouvelle géométrie a alors été proposée qui repose sur la génération de solitons spatiaux en régime d'excitation non colinéaire. Ce système d'adressage est commandé par la relation de phase entre les deux faisceaux incidents. Grâce à cette configuration, j'ai démontré la commutation spatiale d'impulsions de 4ps, fonctionnant à un débit de 125Gb/s. De plus, une démonstration expérimentale du fonctionnement de ce procédé avec deux faisceaux ayant des longueurs d'ondes centrales légèrement différentes a été réalisée. Malheureusement, la puissance nécessaire à la commutation requise pour chaque impulsion reste très élevée, et ne permet pas d'envisager l'exploitation de cette configuration dans les réseaux de communications optiques.

J'ai alors étudié un second système de routage tout optique pouvant commuter un signal de faible intensité. Dans ce cas, la commutation est basée sur la différence de fréquences en régime non colinéaire entre une onde au second harmonique de forte intensité ("contrôle") et l'onde "signal" à la longueur d'onde fondamentale. Ce système a pour avantage d'être insensible à la relation de phase entre les faisceaux incidents, et d'être facilement reconfigurable.

Déflexion et réflexion non linéaire d'un faisceau soliton.

D'autres études originales ont été réalisées sur des méthodes de déviations d'un faisceau soliton se propageant à la limite entre deux milieux possédant des conditions d'accord de phase différentes. La déviation du faisceau est due à la présence d'une barrière de potentiel répulsive située au niveau de la transition d'accord de phase. L'existence de cette barrière est propre au régime non linéaire et n'intervient pas sur la propagation du faisceau en régime linéaire pour lequel le milieu est complètement homogène. Ces effets de répulsion ont été observés pour la première fois dans trois configurations différentes.

- transition non linéaire PPLN/LiNbO₃ dans un cristal massif, avec des impulsions plus longues que la DTG.
- transition non linéaire PPLN/LiNbO₃ dans un guide plan, avec des impulsions courtes.
- transition non linéaire PPLN₁/PPLN₂ dans un guide plan, avec des impulsions courtes.

Le premier effet étudié dans ces différentes structures a été la déflexion (ou émission) du faisceau se propageant parallèlement à l'interface. Le décalage spatial du faisceau en sortie est continu et progressif en fonction de l'éclairement incident. Dans mes expériences, il a représenté au maximum trois fois la largeur du faisceau autoguidé. La déviation angulaire maximale mesurée était de l'ordre de 0,3 degrés. L'influence du désaccord en phase et de l'éclairement sur l'amplitude de la déviation ont également été mis en évidence. L'effet répulsif de l'interface n'apparaît que pour des désaccords en phase et des puissances autorisant le régime soliton. De plus, j'ai pu observer que la déviation du faisceau diminuait avec l'augmentation du désaccord en phase, et donc avec la baisse de l'intensité des effets non linéaires. Ces comportements peuvent être expliqués en partie par la description théorique de la barrière de potentiel que l'on peut établir dans le cas des forts désaccords en phase imitant un effet Kerr. L'influence de la DVG ne semble pas intervenir trop défavorablement sur la déflexion du faisceau soliton, ni sur la quantité d'énergie déviée. Dans l'ensemble des configurations, près de 60 à 90% de l'énergie contenue dans le faisceau soliton a pu être défléchi. L'étude dans un cristal PPLN possédants deux structures juxtaposées avec des pas d'inversion des domaines différents m'a permis d'observer trois comportements possibles. Ainsi, en changeant la température du cristal et donc la valeur des deux Δk , la variation de l'état de la barrière de potentiel m'a permis d'obtenir soit :

- une déflexion du faisceau soliton vers la zone de pas Λ_1 .
- une déflexion du faisceau soliton vers la zone de pas Λ_2 .
- la scission du faisceau initial en deux parties et leur déflexion dans chaque zone PPLN.

Un deuxième type de commutation spatiale, basée sur la réflexion d'un faisceau autoguidé au niveau de transition d'accord de phase, a également été étudié. La réflexion non linéaire a été observée pour un angle d'incidence par rapport à l'interface inférieur à 1,2 degrés. L'angle du faisceau réfléchi est alors quasiment identique à l'angle du faisceau incident, malgré des effets présumés de Goos Hanchen présents au niveau de la transition. Les analyses sur le comportement du faisceau réfléchi en fonction de l'éclairement montrent que la réflexion non linéaire apparaît pour un seuil proche de celui mesuré pour la propagation d'un faisceau soliton. Au-delà de ce seuil, la position en sortie du faisceau réfléchi est quasi invariante. Les différentes configurations expérimentales ont également mis en évidence l'influence de la différence de vitesse de groupe sur l'efficacité du phénomène. En présence d'une forte DVG, seul 20 à 50% de l'énergie contenue dans le faisceau soliton a pu être dévié. Les puissances réfléchies n'ont pas alors permis d'observer sans ambiguïté la propagation d'un faisceau autoguidé après réflexion. Par contre, les études menées avec un cristal PPLN massif et des impulsions longues par rapport à la différence de temps de groupe ont donné des résultats très concluants sur la réflexion non linéaire d'un faisceau soliton contenant près de 95% de son énergie initiale. Les mesures effectuées dans le cas où le faisceau est envoyé en direction de la transition d'accord de phase entre deux structures PPLN ont révélées la possibilité de pouvoir transmettre ou de réfléchir le faisceau soliton.

Remise en forme temporelle d'impulsions courtes.

Dans une dernière partie, j'ai mis à profit la propagation d'un faisceau soliton quadratique pour réaliser la remise en forme temporelle d'impulsions picosecondes. Ce principe de filtrage temporel est basé sur la propagation d'un faisceau autopiégé associé à son filtrage spatial à l'issue de la propagation. Une remise en forme de l'impulsion a été montrée pour l'ensemble des désaccords en phase autorisant la propagation en régime autoguidé. Elle devient optimale pour un éclairement proche de la valeur seuil de la propagation soliton, et pour une ouverture du filtre légèrement inférieure au diamètre du faisceau soliton. J'ai ensuite étendu le principe de remise en forme temporelle aux nouveaux schémas de déflexion et de réflexion non linéaire. La propagation autoguidée conjuguée à la déviation spatiale permet d'augmenter la sélectivité du filtre.

Aujourd'hui, la principale limitation à l'utilisation des solitons spatiaux quadratiques pour des opérations de commutation ultra rapide reste les densités de puissance requises pour leur excitation, malgré les configurations existantes (guide plan PPLN par exemple). L'utilisation de

matériaux non linéaires plus efficaces permettrait un nouvel intérêt pour les faisceaux solitons qui n'offrent pas, pour l'instant, des solutions applicables aux systèmes actuels.

La plupart des résultats présentés dans ce mémoire ont fait l'objet de publications et de communications internationales en collaboration avec l'Université de Brescia et l'Université de Paderborn.

Table des figures

1.1	Courbe de génération de l'onde au second harmonique en fonction du désaccord en phase entre les ondes.	19
1.2	Représentation des directions de polarisation des ondes ω_1 , ω_2 , et ω_3 pour un accord de phase par biréfringence de Type I et de Type II. (\vec{k} direction de propagation).	21
1.3	Comparaison entre l'accord de phase par biréfringence et le quasi-accord de phase pour la conversion de fréquence.	22
1.4	Évolution de la phase de l'onde fondamentale en fonction de l'éclairement pour différents désaccords en phase (cristal de KTP, $\lambda=1064\text{nm}$).	24
1.5	Représentation schématique des effets de phase par mise en cascade des effets non linéaires.	26
1.6	Représentation schématique des profils spatiaux des ondes FF et SH lors de la mise en cascade considérant l'effet d'amplitude	27
1.7	Exemples de profils des ondes FF et SH en régime soliton dans le cas de forts désaccords en phase.	33
1.8	Profils des ondes FF (w) et SH (v) pour un soliton quadratique au voisinage de l'accord de phase.)	34
1.9	Processus de réalisation des guides Ti :PPLN.	35
1.10	Inversion périodique des domaines ferroélectriques.	36
1.11	Microphotographie de la surface révélée d'un échantillon de niobate de lithium à polarisation périodiquement inversée.	37
1.12	Montage expérimentale pour la caractérisation des guides Ti :PPLN.	38
1.13	Mesures du doublage de fréquence en fonction de la longueur d'onde incidente pour deux températures différentes $L_{guide}=63\text{mm}$	39
2.1	Schéma du montage expérimental utilisé pour la génération de faisceaux solitons	50

2.2	Image du faisceau incident elliptique.	51
2.3	Exemples de profils spatiaux du faisceau en sortie du guide PPLN après intégration dans le temps, $\Delta kL = 18\pi$, Faible éclairciment : $I = 10MW/cm^2$, Fort éclairciment : $I = 150MW/cm^2$, Traits pointillés : profils expérimentaux ; Traits pleins : profils numériques.	53
2.4	Évolution de la taille du faisceau de sortie en fonction de l'éclairciment couplé dans le guide, $\Delta kL = 8\pi$, Taille du faisceau= $76\mu m$ (3,2 fois la longueur de Fresnel).	54
2.5	Évolution de la taille du faisceau de sortie en fonction du désaccord en phase pour deux éclairciments incidents : $150MW/cm^2$ (carrés), $68MW/cm^2$ (ronds).	55
2.6	Évolution de la taille du faisceau de sortie pour deux désaccords en phase, Taille du faisceau= $76\mu m$, Traits pleins : $\Delta kL = 8\pi$; Traits pointillés : $\Delta kL = 30\pi$	56
2.7	Évolution du seuil de piégeage soliton en fonction du désaccord en phase, Taille du faisceau= $76\mu m$	57
2.8	Profils normalisés du faisceau de sortie pour un désaccord en phase positif et un désaccord en phase négatif, Taille du faisceau= $56\mu m$, $I = 300MW/cm^2$	58
2.9	Évolution de la taille du faisceau de sortie en fonction du désaccord en phase, Taille du faisceau= $56\mu m$, $I = 350MW/cm^2$,.	59
2.10	Évolution de la taille en fonction de l'éclairciment pour trois désaccords en phase, $\Delta kL = -9\pi$, $\Delta kL = 16\pi$, $\Delta kL = 26\pi$, Taille du faisceau= $56\mu m$	59
2.11	Taille du faisceau de sortie et rendement de conversion en fonction de l'éclairciment incident.	60
2.12	Largeurs des courbes d'autocorrélation des impulsions de sortie de guide en fonction du désaccord en phase, $I = 300MW/cm^2$	62
2.13	Exemples de profils d'autocorrélation et de profils d'impulsions obtenus en régime de désaccord en phase faiblement négatif ; $\Delta kL = -5\pi$, $I = 300MW/cm^2$	63
2.14	Exemples de profils d'autocorrélation et de profils d'impulsions obtenus en régime de désaccord en phase positif ; $\Delta kL = 18\pi$, $I = 300MW/cm^2$	63
2.15	Schéma de montage du corrélateur.	64
2.16	Hypothèse de la répartition temporelle des ondes FF et SH.	65
2.17	Exemple de profil d'intercorrélacion obtenu en utilisant le profil de répartition présenté figure 2.16	66

2.18	Évolution de l'écart temporel entre l'impulsion FF et la contribution SH la plus intense en fonction du désaccord en phase.	67
2.19	Profils de la corrélation croisée et de la répartition temporelle des ondes pour $\Delta kL = 4\pi$; faisceau non piégé spatialement.	68
2.20	Profils de la corrélation croisée et de la répartition temporelle des ondes pour $\Delta kL = 30\pi$; faisceau piégé spatialement.	68
2.21	Profils de la corrélation croisée et de la répartition temporelle des ondes pour $\Delta kL = 18\pi$ et pour un éclairage de $75MW/cm^2$	70
2.22	Profils de la corrélation croisée et de la répartition temporelle des ondes pour $\Delta kL = 18\pi$ et pour un éclairage de $150MW/cm^2$	70
2.23	Profils de la corrélation croisée et de la répartition temporelle des ondes pour $\Delta kL = 18\pi$ et pour un éclairage de $300MW/cm^2$	70
2.24	Spectre de l'impulsion incidente.	72
2.25	Exemples du décalage des spectres (normalisés) aux ondes FF et SH pour $\Delta kL = 8\pi$; régime soliton.	72
2.26	Évolution de la longueur d'onde centrale des ondes FF et SH (x2) en fonction du désaccord en phase, $I = 150MW/cm^2$	73
2.27	Représentation schématique des décalages des spectres aux ondes FF et SH.	74
2.28	Évolution de la longueur d'onde centrale des ondes FF et SH (x2) en fonction de l'éclairage, $\Delta kL = 32\pi$	75
2.29	Contenu énergétique en fonction de l'éclairage incident pour trois désaccord en phase, Taille du faisceau= $76\mu m$	77
3.1	Schéma du montage expérimental pour la collision de deux faisceaux solitons	91
3.2	Profils expérimentaux et numériques des faisceaux pour une collision élastique ($\Delta\phi = \pi$) et inélastique ($\Delta\phi = 0$) de solitons quadratiques.	93
3.3	Nouvelle géométrie d'interaction utilisée pour la commutation spatiale ; représentation schématique du champ d'interférences pour a) $\Delta\Phi = 0$ et b) $\Delta\Phi = \pi$	94
3.4	Excitation d'un faisceau soliton unique dans le cas d'une différence de phase nulle entre les faisceaux incidents, $I = 150MW/cm^2$; $\Delta kL = 20\pi$	95
3.5	Excitation de deux faisceaux solitons dans le cas d'une différence de phase égale à π entre les faisceaux incidents, $I = 150MW/cm^2$; $\Delta kL = 20\pi$	96

3.6	Schéma du montage expérimental.	97
3.7	Résultats expérimentaux (autocorrélations) montrant la commutation d'une impulsion à 125Gb/s pour une différence de phase nulle entre les faisceaux d'entrée.	98
3.8	Montage expérimental permettant le partage du spectre initial.	100
3.9	Spectres des deux faisceaux incidents décalés en longueur d'onde.	100
3.10	Profils spatiaux de sortie pour une interaction non colinéaire entre deux faisceaux ayant des longueurs d'onde centrales différentes.	101
3.11	Schéma de principe de la commutation d'un faisceau de faible intensité.	103
3.12	Modification du montage Michelson pour la commutation d'un signal de faible intensité.	103
3.13	Résultats expérimentaux sur la commutation d'un faisceau de faible intensité.	104
3.14	Résultats des investigations numériques réalisées par l'université de Brescia ; $\Delta kL = 20\pi$, $\alpha = 1$ degrés.	106
4.1	Représentation schématique d'une barrière de potentiel entre deux zones possédant des conditions d'accord de phase différentes, pour un éclairage uniforme.	120
4.2	Représentation schématique de la déflexion d'un faisceau soliton sur la bordure d'une structure PPLN.	121
4.3	Jonction entre la zone de niobate de lithium périodiquement inversée et la zone homogène.	122
4.4	Illustration de la propagation soliton loin de l'interface PPLN/LiNbO ₃ , $I = 160MW/cm^2$, $\Delta kL = 15\pi$ dans la région PPLN, Trait pointillé= faisceau d'entrée, Trait plein= faisceau de sortie.	122
4.5	Déflexion du faisceau soliton lors d'une injection proche de l'interface PPLN/LiNbO ₃ , $I = 800MW/cm^2$, $\Delta kL = 15\pi$ dans la région PPLN, Trait pointillé= faisceau d'entrée, Trait plein= faisceau de sortie.	123
4.6	Profils du faisceau dévié pour trois éclairages différents.	124
4.7	Évolution de la déviation en fonction de l'éclairage pour deux désaccords en phase positifs.	125
4.8	Illustration du décalage du soliton à partir des images expérimentales du faisceau en sortie obtenues en maintenant fixe le point d'injection du faisceau et en déplaçant le cristal, $I = 6GW/cm^2$	127

4.9	Évolution du déplacement du faisceau soliton en fonction de l'éclairement incident, $\Delta kL = 0$	128
4.10	Évolution de la part d'énergie déviée en fonction de l'éclairement incident.	128
4.11	Évolution du déplacement du faisceau soliton en fonction de du désaccord en phase, $I = 1,3GW/cm^2$	129
4.12	Jonction entre les deux zones de Niobate de Lithium périodiquement inversée différentes.	130
4.13	Représentation schématique de la transition de potentiels dans le cas d'un désaccord en phase positif en zone1 et négatif en zone2.	131
4.14	Déflexion du faisceau soliton en fonction de l'éclairement. $\Delta kL_1 = 20\pi, \Delta kL_2 = -10\pi$	132
4.15	Déviations des ondes FF et SH lors de la propagation au bord de l'interface, $I=100MW/cm^2, \Delta kL_1 = 20\pi, \Delta kL_2 = -10\pi$	132
4.16	Représentation schématique de la transition de potentiels dans le cas d'un désaccord en phase fortement positif en zone1 et fortement positif en zone2.	133
4.17	Déviations des ondes FF et SH lors de la propagation au bord de l'interface, $I=100MW/cm^2, \Delta kL_1 = 53\pi, \Delta kL_2 = 23\pi$	133
4.18	Représentation schématique de la transition de potentiels dans le cas d'un désaccord en phase positif en zone1 et faiblement positif en zone2.	134
4.19	Profils des faisceaux FF et SH en régime soliton et en régime linéaire, $I=150MW/cm^2, \Delta kL_1 = 38\pi$ et $\Delta kL_2 = 8\pi$	135
4.20	Représentation schématique de la réflexion non linéaire d'un faisceau autoguidé sur la bordure d'une structure PPLN.	137
4.21	Montage expérimental utilisé pour l'étude de la réflexion du faisceau sur la transition d'accord de phase.	138
4.22	Images expérimentales des ondes FF et SH lors de la réflexion non linéaire sur l'interface PPLN, $\Delta kL = 0$, a) Eclairement faible : transmission du faisceau insensible à la transition ; b) Eclairement modéré : réflexion partielle du faisceau ; c) Eclairement fort : réflexion totale du faisceau soliton.	139

4.23	Images tirées des simulations numériques des ondes FF et SH lors de la réflexion non linéaire sur l'interface PPLN, $\Delta kL = 0$, a) Eclairement faible : transmission du faisceau insensible à la transition ; b) Eclairement modéré : réflexion partielle du faisceau ; c) Eclairement fort : réflexion totale du faisceau soliton.	140
4.24	État de la position du faisceau soliton en sortie en fonction de l'éclairement incident, $\Delta kL = 0$	141
4.25	Évolution du déplacement latéral du faisceau de sortie en fonction de l'angle d'incidence, $I = 2GW/cm^2$, $\Delta kL = 0$	142
4.26	Angle de réflexion du faisceau de sortie en fonction de l'angle d'incidence, $I = 2GW/cm^2$, $\Delta kL = 0$	143
4.27	Mesures du décalage spatial et de l'énergie déviée en fonction du désaccord en phase, $I = 5,4GW/cm^2$, $\alpha=1,2deg$	144
4.28	Profils expérimentaux des faisceaux de sortie en régime linéaire et en régime soliton pour la réflexion non linéaire d'impulsions courtes sur une interface PPLN/LiNbO ₃	146
4.29	Déplacement du faisceau de sortie en fonction de la position du faisceau d'entrée vis à vis de l'interface, $\alpha=0,4deg$	147
4.30	Profils normalisés du faisceau de sortie en fonction de l'éclairement, $\Delta kL_1 = 20\pi$, $\Delta kL_1 = -10\pi$, $\alpha = 1, 2deg$	148
4.31	Déplacement du faisceau soliton en fonction de l'angle d'incidence interne.	149
4.32	Profils du faisceau de sortie pour deux températures différentes du guide non linéaire.	150
5.1	Schéma de principe de remise en forme temporelle via une propagation soliton.	159
5.2	Schéma du montage expérimental pour l'excitation de faisceaux solitons à partir d'impulsion courtes.	161
5.3	Représentation schématique du système de grandissement utilisé pour filtrer spatialement le faisceau de sortie.	162
5.4	Évolution de la taille du faisceau en sortie et de la transmission du système en fonction de l'éclairement, diamètre du filtre= 0,9 fois la taille du faisceau incident, $\Delta kL = 15\pi$	162

5.5	Profil de l'autocorrélation et de l'impulsion laser déduite utilisée pour la remise en forme temporelle.	163
5.6	Profils des autocorrélations et des impulsions en entrée et en sortie du système de remise en forme temporelle, $\Delta kL = 15\pi$, $I = 250MW/cm^2$, diamètre du filtre=0,9 fois le diamètre du soliton.	164
5.7	Simulations numériques sur la remise en forme temporelle d'une impulsion distordue.	165
5.8	Simulations numériques sur la remise en forme temporelle d'une impulsion en présence de bruit blanc.	166
5.9	Exemples du filtrage temporel en fonction de l'éclairement incident, $\Delta kL = 15\pi$, diamètre du filtre = 0,9 fois le diamètre du soliton, $I=325MW/cm^2$, $I=60MW/cm^2$	167
5.10	Profils d'autocorrélations numériques en fonction de l'éclairement pour une impulsion gaussienne superposée à un bruit blanc, $\Delta kL = 15\pi$, diamètre du filtre=0,9 fois le diamètre du soliton.	168
5.11	Illustration de la méthode de calcul du paramètre R_E	168
5.12	Évolution de l'efficacité du filtrage temporel en fonction de l'éclairement, $\Delta kL = 15\pi$, diamètre du filtre = 0,9 fois le diamètre du soliton.	169
5.13	Évolution de l'efficacité du filtrage temporel en fonction du désaccord en phase, $I = 275MW/cm^2$, diamètre du filtre = 0,9 fois le diamètre du soliton.	170
5.14	Évolution de l'efficacité du filtrage temporel en fonction de l'ouverture normalisée du filtre spatial , $I=350MW/cm^2$, $\Delta kL = 15\pi$	171
5.15	Profils des autocorrélations numériques en fonction de l'ouverture normalisée du filtre, $I = 300MW/cm^2$, $\Delta kL = 15\pi$	172
5.16	Représentation schématique de la remise en forme temporelle d'impulsions picoseconde par effet de déflexion non linéaire.	174
5.17	Profil de sortie d'un faisceau défléchi au niveau d'une transition PPLN/LiNbO ₃ , obtenue avec une double impulsion en entrée.	175
5.18	Exemples d'autocorrélations pour les trois positions du filtre spatial de la figure 5.17.	175
5.19	Profil spatio-temporel d'un faisceau défléchi (simulation numérique).	176
5.20	Profil temporel pour la partie faiblement déviée du faisceau.	177

TABLE DES FIGURES

5.21 Profil temporel pour la partie la plus déviée du faisceau.	177
5.22 Représentation schématique de la remise en forme temporelle d'impulsions picosecondes par effet de réflexion non linéaire.	178
5.23 Illustration de la remise en forme temporelle via la réflexion non linéaire d'un soliton.	179

Liste des tableaux

1.1	Résumé des processus non linéaires d'ordre 2.	17
1.2	Résumé des caractéristiques de différents guides plans PPLN mesurées à l'IR-COM.	39
5.1	Comparaison entre les différents schémas de remise en forme temporelle basé sur la propagation soliton dans un cristal PPLN.	181

TITRE

Solitons optiques spatiaux en milieu quadratique : expérience en régime d'impulsions courtes à 1,5 micromètre et applications au traitement ultrarapide de données optiques.

Résumé : Les travaux reportés dans ce manuscrit de thèse portent sur l'étude expérimentale et numérique de la propagation de faisceaux autoguidés à 1,5 μ m (solitons) dans un milieu non linéaire quadratique, basée sur le piégeage spatio temporelle des deux ondes se propageant dans le milieu : l'onde fondamentale et l'onde au second harmonique. L'originalité de ces recherches est de démontrer, pour la première fois, que la propagation de faisceaux solitons est possible malgré une forte Différence de Vitesse de Groupe entre ces ondes. L'utilisation de guides de niobate de lithium particuliers (PPLN) a permis d'obtenir un seuil d'éclairement le plus bas jamais obtenu pour l'excitation d'un soliton quadratique. Un système de commutation spatiale a alors été réaliser, fonctionnant à un débit de 125Gb/s. Des effets de déflexion et réflexion d'un faisceau soliton ont également été démontrées sur l'interface entre la structure guidante et le substrat, sans variation de l'indice de réfraction linéaire.

Mots clés : Soliton spatial quadratique, PPLN, DVG, Adressage tout optique, Transition non linéaire : déviation, réflexion.

TITRE

Quadratic spatial solitons : experiments in short pulses regime at 1.5 micrometre and applications for ultrafast optical data processing.

Abstract : The goal of this work is the numerical and experimental study of Quadratic Spatial Solitons at 1.5 μ m in a nonlinear media, based on the mutual trapping (spatially and temporally) of the beams at the fundamental frequency and at the second harmonic frequency. The originality of these researches is to demonstrate, for the first time to my knowledge, the self trapped propagation in spite of an important Group Velocity Mismatch. The Périodically Poled Lithium Niobate (PPLN) planar waveguide used in experiments allows to excite a quadratic self trapped beam for the lowest intensity threshold known. Based on the soliton propagation, the interaction of two beams in a non colinear geometry leads to operate a spatial switching at 125Gb/s. I also present experimental results about the soliton emission and the soliton reflection in a engineered PPLN structures in a linearly homogenous medium.

Keywords : Quadratic spatial soliton, PPLN, GVM, All optical routing, Nonlinear transition: emission, reflection.