

UNIVERSITE DE LIMOGES

**ECOLE DOCTORALE THEMATIQUE
Sciences et Ingénierie pour l'Information**

FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES

INSTITUT DE RECHERCHE XLIM

Thèse N° [302009]

Thèse

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Spécialité : Optique

présentée et soutenue par

Eric SURAN

le 24 septembre 2009

**Imagerie discrète dans un réseau de guides optiques réalisé par
inscription femtoseconde.**

Focalisation discrète dans une fibre optique multicoeur.

Thèse dirigée par Frédéric LOURADOUR

JURY :

Rapporteurs

M. Patrick GEORGES Directeur de Recherche, Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, Orsay

M. Ariel LEVENSON Directeur de Recherche, Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Marcoussis

Examineurs

M. Alain BARTHELEMY Directeur de Recherche, Laboratoire XLIM, Limoges

M. Olivier GAUTHIER – LAFAYE Chargé de Recherche, Laboratoire LAAS, Toulouse

M. Vincent KERMENE Chargé de Recherche, Laboratoire XLIM, Limoges

M. Alexandre KUDLINSKI Maître de Conférence, Laboratoire PhLAM, Lille

M. Frédéric LOURADOUR Professeur, Laboratoire XLIM, Limoges

Invité

M. Gilbert MARTINELLI Maître de Conférence, Laboratoire PhLAM, Lille

Remerciements

Voilà c'est fini !! 3 années de « dur labeur » grandement récompensé et voici l'heure des remerciements.

Si je devais adresser mes remerciements à toutes les personnes qui m'ont construit tel que je suis aujourd'hui la liste serait longue et malheureusement l'espace qui m'est accordé est restreint. C'est pourquoi je me limiterai avec grand regret à mon entourage de ces 3 dernières années.

Je ferai néanmoins un petit clin d'œil à tous les professeurs que j'ai croisés au cours de ma scolarité et qui m'ont donnés le goût du savoir et celui d'aller chercher au fond des choses, d'aller chercher le pourquoi du comment...

Pour la partie « officielle », je tiens à remercier en premier lieu Alain Barthélémy qui m'a accueilli au sein de l'équipe photonique de XLIM et qui m'a apporté autant sur le plan humain que sur le plan scientifique.

Je tiens également à remercier l'ensemble des membres de mon jury et particulièrement, Messieurs Patrick Georges et Ariel Levenson pour m'avoir fait l'honneur de rapporter mon travail.

Je n'oublie pas Alexandre Kudlinski et Gilbert Martinnelli avec lesquels j'ai coopéré dans le cadre du projet SYDIMEN et qui m'ont accordé de leur temps à Lille. J'ai pu ainsi expérimenter les « magnifiques » fibres multicoeurs qu'Alexandre a réalisé avec un doigté incomparable.

Merci aussi à Vincent Kermène pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail.

Merci enfin à Frédéric Louradour (Fred) pour sa présence à mes côtés en temps que directeur et pour m'avoir permis de travailler dans la plus grande autonomie tout en portant un oeil critique sur mes travaux. J'aimerais également le remercier pour m'avoir fait bénéficier de l'opportunité d'animer des séances du projet Scientibus en parcourant les écoles, collèges et lycées

Pour les remerciements « non-officiels » mais non moins important, je commencerais en citant pêle-mêle les intervenants de l'équipe que j'ai pu côtoyer et qui m'ont donné de leur temps et de leur savoir : Philippe Leproux, Sebastien Février, Vincent Coudert, Agnès Desfarges-Berthelemot, Dominique Pagnoux, Philippe Roy, Philippe Dibin, Ludovic Grossard, Laurent Delage, François Reynaud, Alessandro Tonello, Julien Brevier.

Sans oublier nos charmantes secrétaires que sont Nathalie Buisson et Sophie Lebraud, sans qui il serait difficile de se « dépatouiller » avec la paperasse et qui mettent toujours la main sur l'article impossible à trouver.

Je n'oublierais pas non plus de remercier aux ateliers mécaniques Patrick Frugier et l'« artiste » Alain Dexet.

Merci également à toutes les petites mains du labo, les doctorants et post-docs :

Marc, Julien, Julien (Gigi), Jérôme D. (Dédé), Nicolas, Frizou pour les parties endiablées de babyfoot.

Tigran et Lluís « for english practicing ».

Et les autres pour tous les bons moments passés au labo, le grand Jérôme, Claire L., Claire D., Laure, Raphaël, Mickaël, Vincent T., Johan, Bertrand, Paul-Henri, Laurent.

Enfin, je terminerai par ceux qui me sont le plus chers. Tout d'abord je tiens à remercier pour leur soutien indéfectible mes parents Chantal et Patrick, ma soeur Céline, mes beaux parents Nadia et Jean-Michel, mes belles-soeur Anne et Béné, mon beau frère François qui nous a fait passer quelques nuits blanches.

Et le meilleur pour la fin, ma femme Claire et mon fils Robin...

à mes grands-pères Pierrot et Jeannot,

Sommaire

CHAPITRE 1. PRESENTATION DES SYSTEMES DISCRETS	17
I. INTRODUCTION ET DEFINITION	19
II. ÉTAT DE L'ART	21
1. <i>Problématiques abordées lors de l'étude des systèmes discrets</i>	21
2. <i>Réalisations technologiques des systèmes optiques discrets</i>	23
III. PROPRIETES DE BASE DES SYSTEMES DISCRETS IDEAUX	24
1. <i>Système à deux cœurs couplés</i>	24
2. <i>Diffraction discrète</i>	26
a) Dans un réseau infini	26
b) Effets de bords dans un réseau fini	31
IV. OUTILS POUR LA MODELISATION DES SYSTEMES DISCRETS	32
1. <i>Choix du modèle</i>	32
2. <i>Mise en place de la théorie des modes couplés pour un système discret optique</i> :	33
3. <i>Solutions analytiques dans le cas d'un réseau parfait</i>	34
4. <i>Système discret transversalement inhomogène</i>	35
CHAPITRE 2. IMAGERIE DISCRETE	39
I. PRINCIPE ET PROPRIETES	41
1. <i>Nouvelle architecture pour l'imagerie discrète</i>	41
2. <i>Formation d'une image discrète</i>	45
3. <i>Image discrète 2D1/2</i>	46
4. <i>Insensibilité aux effets de bord</i>	48
II. REALISATION D'UN COMPOSANT DISCRET IMAGEUR	49
1. <i>Réalisation du guide discret</i>	49
a) Etat de l'art	49
b) Inscription à l'aide d'un laser femtoseconde	50
c) Banc de caractérisation (IAP Jena)	54
2. <i>Réalisation de la lentille discrète</i>	55
a) Courbure d'un guide discret homogène unique	56
b) Masque segmenté réalisé par inscription femtoseconde	58
III. DEMONSTRATION EXPERIMENTALE DE L'IMAGERIE DISCRETE	59
1. <i>Imagerie discrète 1D1/2</i>	59
2. <i>Imagerie discrète 2D1/2</i>	63
IV. DEPORT D'IMPULSIONS BREVES ET INTENSES A L'AIDE D'UN SYSTEME DISCRET IMAGEUR	66
1. <i>Problématique liée à l'acheminement d'impulsions brèves et intenses par guide d'onde</i>	66
2. <i>Non linéarité du système discret imageur</i>	66
a) Etude numérique en régime continu	66
b) Mesure expérimentale de la non linéarité du système discret imageur en régime quasi-continu	68
3. <i>Modélisation de la propagation d'impulsions brèves dans un système discret</i>	71
a) Algorithme « DTSD » : Dynamique Temporelle des Systèmes Discrets	72
i) Paramètres d'entrée	72
ii) Structure de l'algorithme DTSD	73
b) Déport d'impulsions brèves et intenses par système discret imageur	74

i) Position du problème.....	74
ii) Régime linéaire	76
iii) Régime non linéaire	78
V. IMAGERIE DANS UN SYSTEME DISCRET INHOMOGENE TRANSVERSALEMENT	80
1. <i>Introduction</i>	80
2. <i>Propagation discrète inhomogène</i>	81
3. <i>Etude numérique de l'impact de l'inhomogénéité transverse sur l'imagerie discrète</i>	82
CHAPITRE 3. FOCALISATION DISCRETE	89
I. PRESENTATION DE LA FOCALISATION DISCRETE	91
1. <i>Principe de la focalisation discrète</i>	91
2. <i>Vérification de la validité du principe de la focalisation discrète dans le cas d'un guide inhomogène</i>	92
II. DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR LA FOCALISATION DISCRETE	94
1. <i>Choix du modulateur spatiale de lumière</i>	94
2. <i>Technique de modulation en amplitude et en phase</i>	95
3. <i>Montage et protocole expérimental permettant d'obtenir la focalisation discrète</i>	99
III. DEMONSTRATION EXPERIMENTALE DE LA FOCALISATION DANS DES GUIDES DISCRETS FEMTO-INSCRITS PARFAITS :	102
1. <i>Focalisation dans un guide discret 1D1/2</i>	102
2. <i>Focalisation dans un guide discret 2D1/2</i>	103
3. <i>Focalisation discrète en régime femtoseconde</i>	104
IV. FOCALISATION DANS UNE FIBRE OPTIQUE MULTICOEUR A STRUCTURE DISCRETE.....	105
1. <i>Présentation de la fibre à cœurs multiples à structure discrète</i>	106
a) <i>Fabrication de la fibre</i>	106
b) <i>Caractéristiques de la fibre</i>	108
2. <i>Démonstration expérimentale de la focalisation discrète dans la fibre multicoeur</i>	108
3. <i>Limitations du dispositif de focalisation discrète</i>	111
ANNEXES	111
BIBLIOGRAPHIE	133

Introduction Générale

Ce travail de thèse est au cœur du projet de recherche SYDIMEN (SYstèmes DIcrets et Micro Endoscopie Non linéaire) qui est actuellement soutenu par l'Agence Nationale pour la Recherche. Ce projet se propose d'évaluer le potentiel de guides optiques à cœurs multiples couplés fonctionnant dans un régime de propagation spécifique dit de « diffraction discrète » pour l'instrumentation à destination de l'imagerie cellulaire.

Lors de la dernière décennie, le secteur de l'imagerie optique a étendu son potentiel grâce aux techniques d'excitations multiphotoniques qui sont basées sur l'emploi d'impulsions lasers brèves et intenses. Les nouvelles microscopies de fluorescence bi-photonique, de doublage ou de triplage de fréquence sont ainsi progressivement devenues des outils d'exploration incontournables en biologie et en médecine. Cependant les microscopes qui font usage de ces modalités d'imagerie sont actuellement volumineux et encombrants. Ils imposent de travailler sur des cultures cellulaires, sur des biopsies ou sur des animaux anesthésiés. Afin de satisfaire plus encore les besoins des biologistes et des médecins qui souhaitent faire leurs études *in vivo in situ* dans des conditions de vie proches de la normale, l'intérêt s'est alors porté sur l'utilisation de guides d'onde endoscopiques pour déporter à l'intérieur de l'organisme étudié les impulsions lasers nécessaires à ces nouvelles imageries non linéaires. De sérieux problèmes se posent alors lors de la propagation de ces impulsions excitatrices dans l'endoscope. Le plus gênant d'entre eux est l'apparition d'effets non linéaires de type Kerr qui distordent les impulsions. La conséquence est que les impulsions sont très allongées ou bien leur puissance est maintenue très faible ce qui, dans les deux cas, conduit à une excitation multiphotonique peu efficace en bout d'endoscope.

Ce travail a pour objectif d'évaluer l'intérêt de guides endoscopiques inédits faits d'une structure périodique à cœurs multiples couplés. Les couplages inter-cœurs cohérents qui apparaissent dans ce type de structure conduisent à un régime de propagation particulier : l'onde diffracte à l'intérieur de cette structure discrétisée (d'où le vocabulaire « diffraction discrète » ou encore « système discret ») de telle sorte qu'elle se répartie sur un grand nombre de cœurs. Il en résulte une forte réduction de la non linéarité du guide d'onde. Il sera montré dans ce manuscrit que cette propriété est particulièrement intéressante dans le cadre applicatif développé au paragraphe précédent (i.e. déport d'impulsions brèves et intenses pour l'imagerie non linéaire par voie endoscopique). Deux configurations utilisant ce type de composant et permettant de

produire une image endoscopique seront successivement démontrées : l'imagerie discrète et la focalisation discrète.

Deux types de guides discrets seront mis en œuvre dans ces travaux. Le premier est issu d'une collaboration avec l'Institut de Physique Appliquée (IAP) de l'Université de Friedrich-Schiller à Jena en Allemagne. Ces guides discrets particuliers ont été réalisés par photo-inscription femtoseconde à l'intérieur d'un composant massif transparent. Ces composants se sont avérés d'une remarquable qualité du point de vue de leur géométrie. Par contre ils sont relativement courts et assez fortement absorbants. Le deuxième type de composants discrets qui a été testé durant ce travail de thèse provient de la collaboration avec le Laboratoire PhLAM de l'Université de Lille qui est partenaire du projet ANR SYDIMEN. Ces guides discrets sont ici des fibres optiques à cœurs multiples couplés. Les composants discrets fibrés qui ont été fabriqués spécifiquement pour ces expériences possèdent une longueur inégalée à ce jour, proche du mètre, ce qui constitue une véritable performance technologique. Ils sont en outre très transparents. Nous verrons que des solutions existent pour pallier le relatif manque d'homogénéité qui les caractérise.

Ce manuscrit se divise en 3 chapitres.

Le premier chapitre présente les propriétés de base des systèmes discrets de façon assez générale. Nous proposons un bref état de l'art des problématiques abordées lors de l'étude des systèmes discrets et évoquons les voies de réalisation technologique des ces composants innovants. Ce chapitre est aussi l'occasion d'exposer les outils de modélisation basés sur la théorie des modes couplés que nous avons utilisés pour la partie simulateur de cette étude.

Dans le seconde chapitre, nous étudions et démontrons expérimentalement une architecture innovante dédiée à l'imagerie dans un système discret. Nous montrerons comment un masque de phase discrétisé reliant deux tronçons de guide discret peut jouer le rôle de lentille imageuse. L'effet de réduction de la non linéarité qui découle de cette architecture sera évalué numériquement et expérimentalement. Le régime de propagation non linéaire en présence de dispersion dans ce composant imageur sera étudié numériquement à l'aide d'un modèle spatio-temporel complet. L'intérêt de ce type de guide d'onde pour le déport d'impulsions brèves et intense pour une application à l'endoscopie non linéaire sera alors discuté. Ce chapitre se terminera par l'étude numérique du comportement du système discret imageur en présence d'inhomogénéités transverses ce qui concerne plus particulièrement le cas des composants discrets fibrés.

Le dernier chapitre traite de la focalisation d'une onde à l'intérieur d'un guide discret unique. Nous montrerons que l'excitation cohérente d'un ensemble de cœurs en entrée d'un réseau discret peut conduire après propagation à ramener toute l'énergie sur un cœur unique en sortie. Dans cette configuration l'onde est distribuée dès l'entrée sur plusieurs cœurs ce qui résulte ici aussi à faire reculer significativement le seuil d'apparition du régime non linéaire. Nous présenterons les composants et les procédures spécifiques qui ont été utilisés pour l'optimisation de la mise en forme cohérente de l'onde incidente notamment dans le cas où le guide discret est inhomogène. Le résultat expérimental le plus remarquable qui sera exposé dans ce chapitre concerne la focalisation discrète par phasage cohérent à l'intérieur d'une fibre optique de longueur métrique possédant 49 cœurs couplés dans une géométrie 2D1/2 à maille cubique. Dans un dernier temps nous montrerons que cette architecture est compatible avec le régime d'excitation femtoseconde à large spectre renforçant ainsi l'intérêt des composants discrets pour le déport d'impulsions brèves et intenses.

CHAPITRE 1. PRESENTATION DES SYSTEMES DISCRETS

Dans ce chapitre, nous allons en premier lieu introduire et définir ce qu'est un système discret. Puis, nous brosserons un état de l'art sur les raisons qui ont motivé les recherches dans ce domaine (notamment leurs propriétés non linéaires) ainsi que les moyens technologiques mis en œuvre pour fabriquer ces systèmes. Nous présenterons ensuite les principales propriétés linéaires de ces systèmes comme la diffraction discrète. Enfin, nous discuterons des outils que nous avons choisis d'utiliser pour modéliser ces systèmes.

I. Introduction et définition

En physique, et donc en particulier en optique, les phénomènes se déroulent la plupart du temps dans un milieu continu. Il existe cependant des situations qui mettent en œuvre un milieu complexe constitué d'une famille discrète de composants élémentaires ordonnés. On parle alors de milieu discret. Les propriétés du milieu sont alors liées aux propriétés individuelles et aux interactions de ses constituants de base. Le cas d'un solide cristallin fait d'une famille périodique d'atomes constitue un exemple d'un tel milieu discret en physique du solide. Des situations analogues existent dans des domaines aussi variés que la mécanique [Denardo 1992], l'électricité [Marquié 1995] et même la biophysique [Scott 1985].

En optique, un réseau périodique de guides optiques monomodes couplés est l'exemple de système discret le plus connu. Par la suite nous nous intéressons particulièrement à ce système optique qui peut être considéré comme un exemple de cristal photonique. Dans un tel système, comme le suggère la figure 1.1, l'alternance périodique de zones d'indice de réfraction haut et bas conduit à une discrétisation du milieu dans lequel l'onde optique se propage.

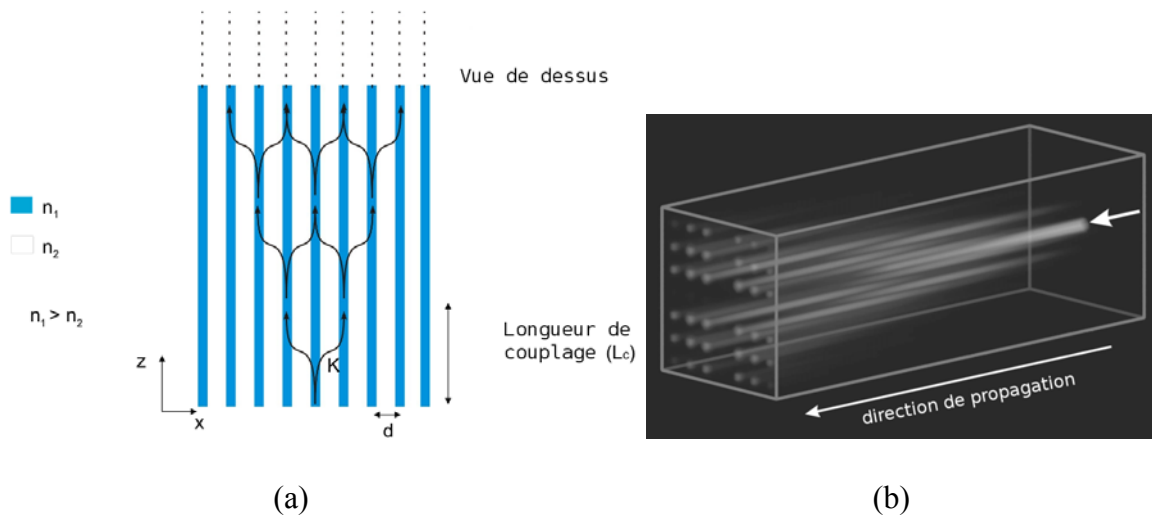


figure 1.1 : (a) Système discret formé d'un réseau de guides optiques monomodes couplés $\left(K = \frac{\pi}{2L_c}\right)$; (b) simulation de la propagation de la lumière dans un réseau de guides d'onde 2D1/2 à maille cubique [Pertsch 2004a]

Quand la lumière se propage dans un guide d'onde unique, le champ électromagnétique n'est pas strictement confiné à la région d'indice élevé (le cœur, n_1) mais s'étend de manière évanescente autour de cette région guidante, dans la gaine (n_2). Lorsque les guides sont juxtaposés de sorte qu'ils forment un réseau dense, le champ évanescent du mode de chaque guide recouvre son plus proche voisin, pouvant entraîner un échange d'énergie entre guides adjacents par effet tunnel optique. L'amplitude de ces couplages est proportionnelle au coefficient de couplage K^1 . On observe ainsi un effet de divergence (voir Fig. 1.2 (b)) analogue à celui produit par la diffraction d'un faisceau limité dans un milieu continu. On parle alors de « diffraction discrète ».

Il est possible de modifier l'amplitude de cet effet de diffraction discrète en jouant sur la valeur du coefficient de couplage K . Via ce paramètre on peut modeler les propriétés diffractives du milieu [Eisenberg 2000]. Des effets de diffraction annulée ou encore de diffraction négative peuvent même être obtenus comme nous le verrons plus loin.

¹ Il est également intéressant d'introduire une longueur L_c (longueur de couplage) caractéristique d'un tel système.

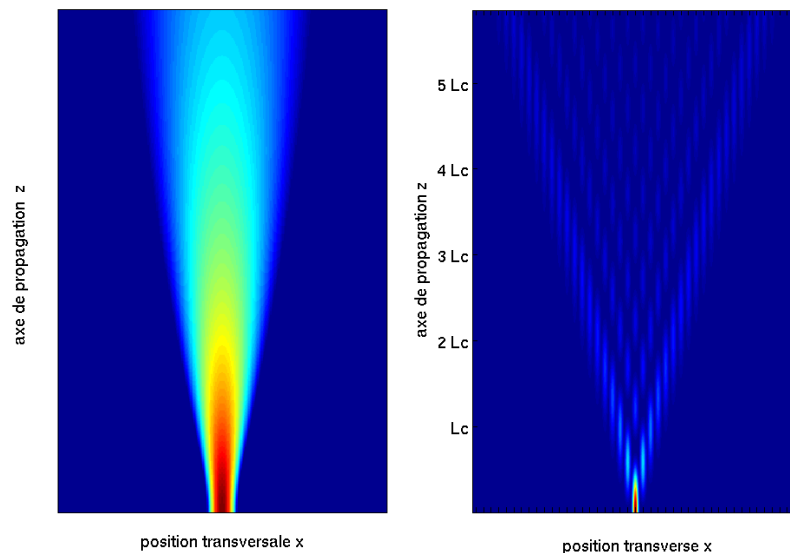


figure 1.2 : (gch.) Diffraction dans un milieu continu ; (dr.) Propagation dans un milieu discret constitué d'un réseau de guides optiques monomodes couplés.

II. État de l'art

1. Problématiques abordées lors de l'étude des systèmes discrets

Les systèmes discrets optiques ont été étudiés jusqu'à ce jour pour deux raisons principales :

- i) Ils ont permis de corroborer ou même parfois de valider certains concepts fondamentaux initialement prédits théoriquement pour des systèmes discrets analogues appartenant à d'autres branches de la physique (c'est le cas par exemple des oscillations de Bloch prédites en physique de la matière condensée [Pertsch (1999)]).
- ii) Ils ont par ailleurs conduits à la démonstration de phénomènes inédits notamment en régime de propagation optique non linéaire (cas des solitons discrets par exemple [Eisenberg 1998] [Christodoulides 1988]).

On peut attribuer les premiers travaux théoriques relatifs aux systèmes discrets optiques à Allan L. Jones. Il a analysé dès 1965 [Jones 1965], l'évolution de la lumière dans un réseau infini de fibres parallèles, identiques et couplées. Il généralise le système d'équations différentielles qui décrit le cas de 2 fibres couplées à celui d'un réseau infini et donne la solution analytique de ce problème (cf. paragraphe IV. 3). Mais ce n'est, que 8 ans plus tard, qu'est publiée la première démonstration expérimentale de diffraction discrète dans un réseau planaire de guides d'onde sur GaAs [Somekh 1973].

Au cours des années 90 de nombreux travaux théoriques ont mis en évidence les différences fondamentales entre ces systèmes et leur équivalent en milieu continu. La principale caractéristique de ces systèmes tient à leur structure périodique. Si on analyse une telle structure selon la méthode de Floquet-Bloch², la relation de diffraction ($k_z = f(k_x, k_y)$), avec k_z , k_x , k_y les composantes longitudinale (z) et transverse (x,y) du vecteur d'onde k montre l'apparition de bandes permises et de bandes interdites [Mandelik 2003] (cf. figure 1.3) comme c'est le cas pour la fonction d'onde électronique dans un cristal semi-conducteur ou pour une onde optique dans une fibre à cristal photonique [Sukhorukov 2001]. Comme cela apparaîtra par la suite, nous avons considéré pour notre étude uniquement le cas de la première bande permise qui correspond au cas où l'onde est essentiellement présente dans la région de haut indice (n_1). L'étude de cette première bande est suffisante pour nous révéler l'essentiel des propriétés des systèmes discrets [Pertsch 2002a] utiles pour les applications que nous développons dans ce manuscrit.

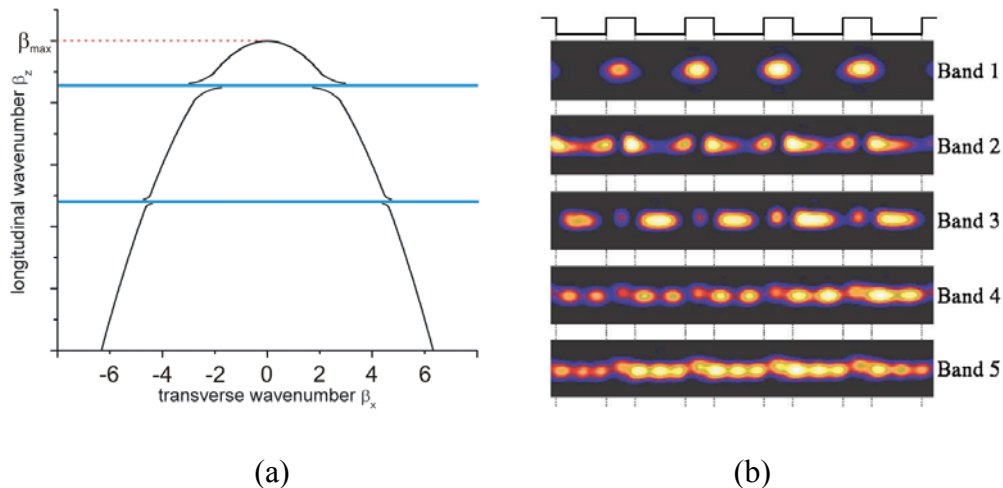


figure 1.3 : (a) représentation de la relation de dispersion faisant apparaître des bandes permises (trait continu noir) et des bandes interdites (traits bleus horizontaux) dans le première zone de Brillouin ; (b) représentation des modes de propagation pour les différentes bandes. La bande n°1 correspond à un mode quasi gaussien se propageant dans une zone haut indice (extrait de [Mandelik 2003])

Dans le régime de propagation linéaire, les travaux expérimentaux sur les systèmes discrets ont permis de vérifier les propriétés fondamentales comme le contrôle de la diffraction [Eisenberg 2000], la visualisation de l'oscillation d'ondes de Bloch [Pertsch (1999)], l'obtention de l'effet tunnel Zener [Trompeter 2006], la mise en jeu d'un effet Talbot discret [Iwanow 2005a] ou comme nous le verrons dans le deuxième chapitre, la réalisation d'auto-imagerie [Szameit 2008].

² nous nous intéressons à l'onde non plus dans l'espace des coordonnées réelles (x, y, z) mais dans l'espace réciproque des fréquences spatiales (k_x, k_y, k_z)

En 1988, Christodoulides et Joseph [Christodoulides 1988] prévoient théoriquement que la lumière peut être piégée par effet non-linéaire dans un réseau périodique de guides d'onde optique couplés. Ils montrent que les effets non-linéaires contrebalancent le phénomène de diffraction discrète. Ainsi le champ optique ne s'étale plus sur un grand nombre de guides mais reste confiné sur quelques-uns : on parle alors de soliton discret par analogie avec un milieu continu.³ C'est grâce au développement de technologies de fabrication, comme l'implantation de guides d'onde sur substrat AlGaAs, que la première observation expérimentale de solitons discret est réalisée par Eisenberg *et al.* [Eisenberg 1998]. Ces premières expériences ont ouvert la voie à une série d'avancées qui ont mis en évidence les propriétés inédites de ces systèmes discrets. Ces travaux ont essentiellement été orientés vers l'étude des solitons discrets pour des applications de routage tout optique de l'information. Ils servent aussi plus fondamentalement de base pour l'étude de systèmes plus complexes comme les cristaux photoniques [Joannopoulos 1997] ou les fibres à cristal photonique [Russel 2003]. Ces travaux ont également pu mettre en lumière la dynamique de systèmes discrets analogues comme les condensats de Bose-Einstein [Sukhorukov 2001].

On constate cependant que le principe de la propagation discrète a été assez peu utilisé pour des applications. Le travail qui est présenté dans ce manuscrit contribue à combler ce manque comme nous le verrons par la suite.

2. Réalisations technologiques des systèmes optiques discrets

Les premières réalisations ont été faites, comme nous l'avons mentionné précédemment, sur substrat GaAs puis AlGaAs. Le développement des technologies sur niobate de lithium [Iwanow 2005b] ont contribué à l'étude des non-linéarités d'ordre 2 dans ces systèmes discrets [Pertsch 2002b].

Récemment, une nouvelle technologie qui permet d'implanter des guides par inscription d'un substrat de silice via un laser femtoseconde a vu le jour. La méthode consiste à focaliser un faisceau laser dans le substrat afin d'augmenter dans le volume de focalisation l'indice de la silice. Cette modification se fait de façon très reproductible. Le contrôle de ce procédé est d'une robustesse remarquable. [Szameit (2006)] [Szameit (2007)]. Nous reviendrons en détail sur cette technologie au cours du chapitre 2.

³ les solitons correspondent au fait que, sous l'effet des non-linéarités de type Kerr, la taille d'un faisceau est invariante au cours de la propagation et ce au delà de la longueur de Fresnel.

Les techniques précédentes sont limitées à la fabrication de dispositifs de longueur relativement faible, inférieure à la dizaine de centimètres. L'intérêt s'est alors porté vers la fabrication de systèmes discrets longs à l'aide de fibres optiques multicœur dopées ou microstructurées. La méthode de fabrication par empilement et étirage (« Stack and Draw ») permet de réaliser des guides identiques suffisamment proches les uns des autres pour l'apparition de couplages inter-cœur. Ces fibres microstructurées ont été le support d'expériences sur les systèmes discrets comme en attestent les travaux de Apatrei [Apetrei 2007] portant sur l'étude de la propagation de la lumière dans les canaux trifoliés d'une fibre microstructurée air-silice. Il faut aussi citer à ce sujet les travaux de Thomas Pertsch *et al* de l'Université Friedrich-Schiller de Jena [Pertsch 2004] [Perstsch 2006] [Röpke 2007] dans lesquels ils ont cherché à mettre au point et à étudier des fibres multi-cœurs dopées à maille hexagonale. Ces études se sont limitées cependant à des composants encore relativement courts. Même en poussant la technologie à ses limites, il s'est avéré très difficile de contrôler l'homogénéité des diamètres des cœurs ce qui a rendu délicate l'observation d'une propagation discrète sur des longueurs de fibre supérieures à la dizaine de centimètres. Nous rediscuterons de l'aspect critique de ce dernier paramètre dans le chapitre 3 de ce manuscrit.

III. Propriétés de base des systèmes discrets idéaux

Dans ce paragraphe nous nous intéresserons à une description phénoménologique des systèmes discrets idéaux. Un système discret est idéal lorsque le diamètre des guides et leur espacement sont strictement identiques. Dans un premier temps, nous commenterons les propriétés d'un système à deux cœurs couplés qui est le constituant de base des systèmes discrets. Puis nous détaillerons les propriétés de la diffraction discrète, phénomène que l'on peut également décrire en termes de dispersion spatiale⁴.

1. Système à deux cœurs couplés

Un système à deux cœurs identiques faiblement couplés constitue l'élément de base des systèmes discrets. Un tel système élémentaire peut être décrit par la Théorie des Modes Couplés

⁴ La diffraction et la dispersion ont des origines physiques différentes, mais présentent des propriétés communes. Par analogie, à la relation de dispersion temporelle, on peut définir une relation de diffraction ou de "dispersion spatiale" où $k_z(k_x) \Leftrightarrow k(\omega)$ (cf. Annexe A).

(TMC) [Snyder 1972] que nous introduirons dans le paragraphe suivant (§IV- Outils de modélisation). La condition de couplage faible est atteinte lorsque la présence d'un guide donné n'affecte pas la constante de propagation (prise isolément) du mode du guide voisin (et réciproquement). Ceci est vrai lorsque les guides sont suffisamment éloignés l'un de l'autre. Il est instructif d'observer l'évolution de la puissance et de la phase de l'onde le long de l'axe de propagation (voir figure 1.4 (gch.) d'un tel système à deux cœurs.

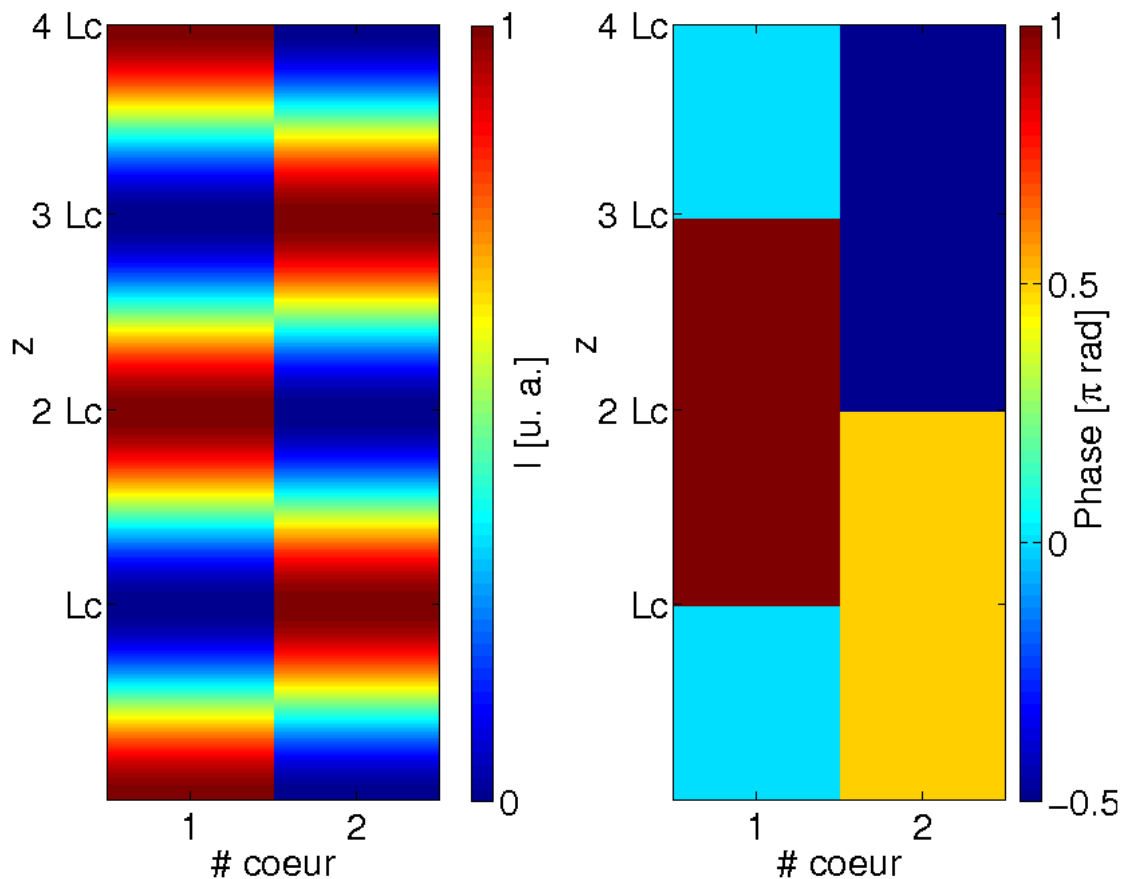


figure 1.4 : Evolution de la puissance (à gch.) et de la phase (à dr.) dans deux cœurs identiques et couplés. La puissance est initialement couplée dans le cœur 1. Après une propagation sur une distance égale à la longueur de couplage L_c , l'énergie est transférée sur le cœur 2.

La puissance injectée dans le cœur (1) évolue sinusoïdalement. La diminution de l'énergie dans ce cœur (1) est associée à une augmentation dans le cœur (2) ce qui traduit un échange d'énergie entre ces deux guides. Nous constatons figure 1.4 (dr.) que les battements du champ électromagnétique se font en quadrature (déphasage de $\pi/2$ entre les deux cœurs). L'évolution de la puissance selon la coordonnée de propagation z fait apparaître une longueur caractéristique (ou longueur de couplage, L_c) du système. Cette longueur L_c est définie comme la longueur pour laquelle l'énergie a été transférée d'un cœur à l'autre. Nous verrons plus loin que cet échange d'énergie n'est pas toujours total. Il dépend fortement des différences de constantes de

propagation entre chacun des guides et par voie de conséquence de la dimension relative des diamètres des cœurs.

2. Diffraction discrète

a) Dans un réseau infini

L'évolution de l'onde au cours de la propagation discrète dans un réseau de guides d'onde présente des différences fondamentales avec une propagation dans un milieu continu. Nous allons nous efforcer de les relever et de les expliquer.

Nous considérons tout d'abord le cas particulier d'un système discret planaire fait de guides optiques couplés d'axe z disposés périodiquement le long de l'axe des x (système 1D1/2). Nous considérons dans un premier temps le cas d'une excitation en entrée localisée dans un unique cœur du réseau. Cette situation permet de relever la fonction de Green (réponse impulsionnelle spatiale) du milieu. Si l'on trace la répartition transverse d'intensité de l'onde en fonction de la distance de propagation z (figure 1.2 (b)), on constate un effet de divergence linéaire du faisceau discret.

L'observation de cette répartition transverse d'intensité à une abscisse z donnée permet d'évaluer le nombre de longueurs de couplage parcourues et par conséquent d'estimer la valeur du coefficient de couplage K correspondant : comme l'atteste la figure 1.5, le nombre de maxima locaux présents sur la moitié de la figure de diffraction est approximativement égal au nombre de longueurs de couplage parcourue par l'onde.

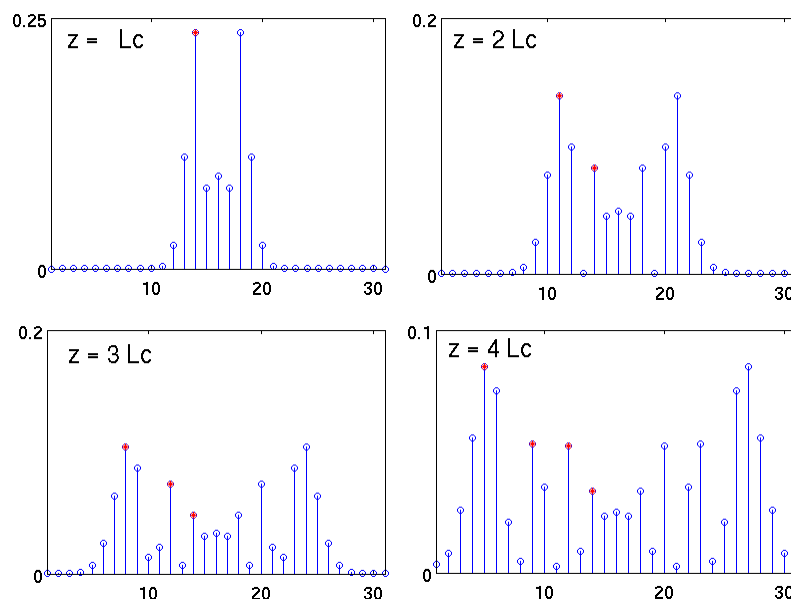


figure 1.5 : Évaluation rapide de la longueur de couplage en comptant le nombre de maxima locaux (points rouges) sur la moitié de la figure de diffraction discrète.

En ce qui concerne la phase, nous remarquons également une discrétisation du front d'onde. Comme dans le cas à deux cœurs couplés, un déphasage de $\pi/2$ existe d'un cœur à l'autre. Le front d'onde discrétisé est divergent comme pour une onde dans un milieu continu.

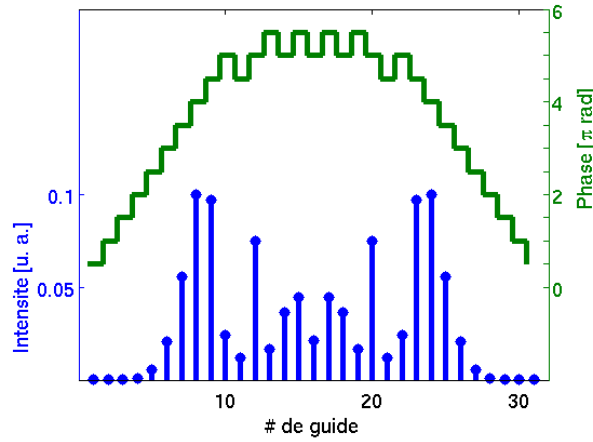


figure 1.6 : Répartition en intensité (bleu) et phase (vert) du champ à une distance $z=50$ cm pour un couplage de $K=10$ m^{-1}

On note aussi une déplétion de l'intensité dans les guides centraux (10 à 22 sur la figure 1.6) et une accumulation de l'énergie dans les parties « extérieures » de la figure de diffraction (guides 8 et 24). Cette accumulation de l'énergie se fait dans deux directions privilégiées qui peuvent être retrouvées en considérant la relation de dispersion spatiale du milieu discret (voir, pour plus de détails, Annexe B). Dans le domaine temporel on étudie la dispersion d'une impulsion par l'intermédiaire de la relation de dispersion $k(\omega)$, k étant le vecteur d'onde et ω la pulsation temporelle. La dispersion spatiale (ou diffraction), quant à elle, dépend de la relation $k_z(k_x)$ où k_z est la composante longitudinale du vecteur d'onde d'une onde plane donnée et k_x sa composante transverse. Les lois de dispersion spatiale pour un milieu continu ou pour un milieu discret sont présentées schématiquement sur la figure 1.7. Elles s'écrivent :

- dans un milieu continu 1D1/2,

$$k_z = k_0 \sqrt{1 - \left(\frac{k_x}{k_0}\right)^2} \quad \text{non-paraxiale}$$

$$k_z \approx k_0 \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{k_x}{k_0}\right)^2\right) \quad \text{paraxiale}$$

- dans un milieu discret 1D1/2, [Eisenberg 2000]

$$\begin{cases} k_z = k + 2K \cos(k_x d) \\ k_x d = \theta \end{cases} \quad (1)$$

où k est la norme du vecteur d'onde d'une onde plane donnée, d la distance entre cœurs et θ le déphasage entre deux cœurs consécutifs imposé initialement par les conditions d'excitation (i.e. par l'inclinaison de l'onde plane incidente).

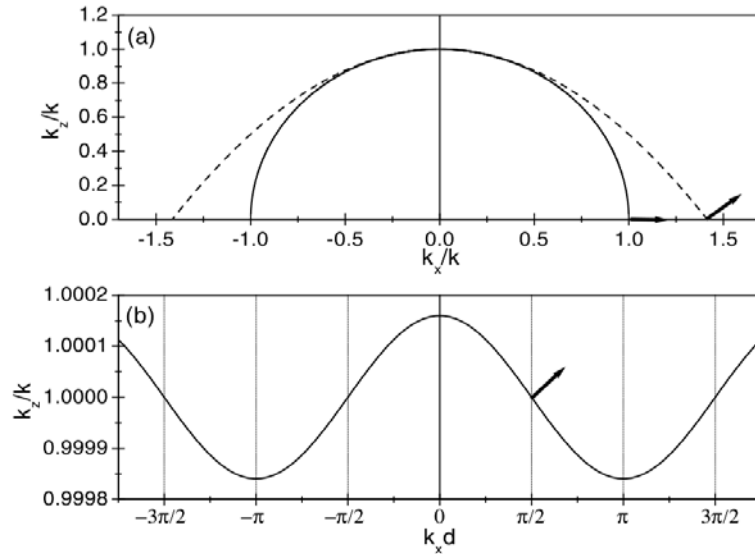


figure 1.7 : Courbes de dispersion spatiale (extrait de [Eisenberg 2000]). Les flèches indiquent la direction de propagation de l'énergie la plus probable. (a) Diffraction dans un milieu homogène, non-paraxial (ligne pleine), paraxial (pointillés) ; (b) Diffraction discrète.

Pour analyser ces courbes, il est intéressant d'introduire, comme pour la dispersion temporelle (D_t), un coefficient de dispersion spatial (D_s)⁵. Ainsi, le cas $D_s > 0$, c'est à dire le cas d'une diffraction positive normale, correspond à $-\pi/2 < \theta < \pi/2$; $D_s = 0$, c'est-à-dire le cas d'une diffraction annulée, correspond à $\theta = \pm\pi/2$; enfin $D_s < 0$, i.e. diffraction négative anormale, correspond à $\pi/2 < |\theta| < \pi$. Ces différents cas sont respectivement illustrés figure 1.8 (a) (b) (c). Pour des déphasages θ correspondant à la même pente sur le graphe de la relation de dispersion (figure 1.8, $\theta = 45^\circ$ (a) et $\theta = 135^\circ$ (c), par exemple), la distribution en intensité est la même mais la phase prend des signes opposés :

⁵ $D_t = \frac{1}{L} \frac{dt_g}{d\lambda} \propto -\frac{d^2k}{d\omega^2} \Leftrightarrow D_s = -\frac{d^2k_z}{dk_x^2}$ cf. Annexe A

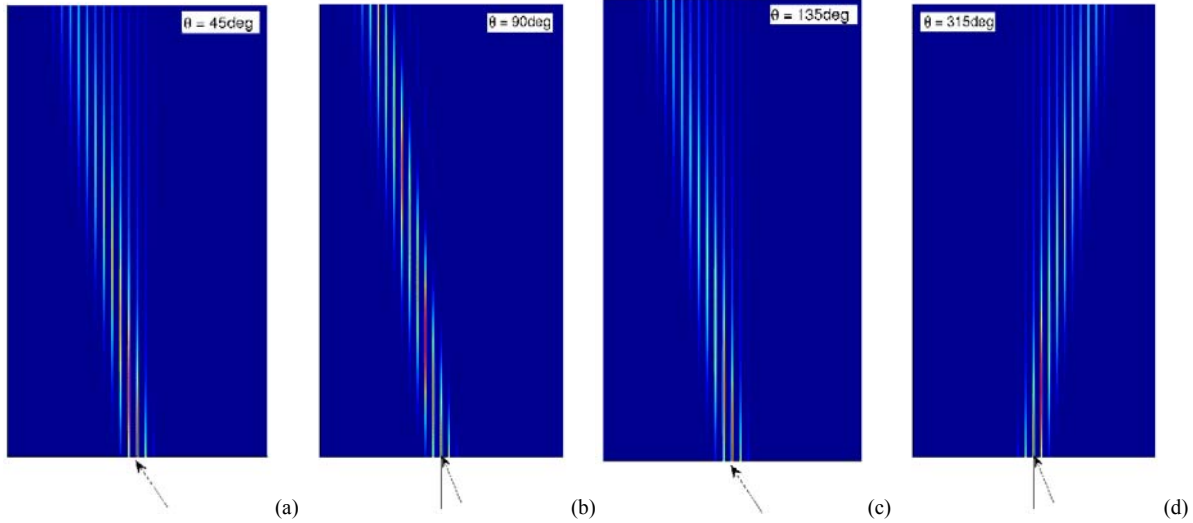


figure 1.8 : Différents régimes de diffraction discrète : (a) normale, (b) annulée, (c) anormale, (d) réfraction négative. Ces simulations numériques concernent le cas d'ondes quasi-planes limitées incidentes sur le milieu discret pour différentes inclinaisons en entrée. θ désigne le déphasage initial entre deux cœurs consécutifs.

Une autre propriété découle de l'étude de cette relation de dispersion spatiale : la réfraction négative (figure 1.8 (d)). Considérons une onde quasi-plane incidente venant de l'air, inclinée d'un angle i_1 par rapport à la normale (axe z) à la face d'entrée du milieu discret, éclairant toute une famille de cœurs (onde quasi-plane inclinée quasi-infinie) ; cette onde incidente excite le système discret de telle sorte que deux cœurs adjacents sont initialement déphasés d'un angle θ . La direction de propagation dans le milieu discret définie par l'angle i_2 dépend directement de la valeur de ce déphasage. On montre (cf. Annexe A) que :

$$\begin{cases} k_x = k_o \sin(i_1) \\ i_2 = -\arctan\left(\frac{\partial k_z}{\partial k_x}\right) \end{cases} \quad (2)$$

k_o est le vecteur d'onde dans l'air, i_1 l'angle d'incidence au guide, i_2 la direction de propagation dans le guide discret et $\partial k_z / \partial k_x$ conditionne la position de groupe c'est-à-dire le centre du faisceau (par analogie avec le temps de groupe).

Si l'on dérive la loi de dispersion spatiale (éq. (1)) on obtient : $\left(\frac{\partial k_z}{\partial k_x}\right) = -2Kd \sin \theta$

$$i_1 \ll 1 \Rightarrow \theta \approx i_1 k_0 d \Rightarrow \left(\frac{\partial k_z}{\partial k_x}\right) \approx -2Kd \sin(i_1 k_0 d) \quad \text{et} \quad (6.3)$$

$Kd \ll 1$ (condition de couplage faible)

i_2 suit donc la loi analytique :

$$i_2 \approx 2Kd \sin(i_1 k_0 d) \quad (4)$$

Cette loi a été vérifiée (voir figure 1.9) à l'aide du modèle numérique de propagation discrète que nous avons développé et qui sera présenté ultérieurement.

On constate donc que i_2 peut prendre des valeurs négatives pour des valeurs positives de i_1 ce qui correspond à l'effet de réfraction négative :

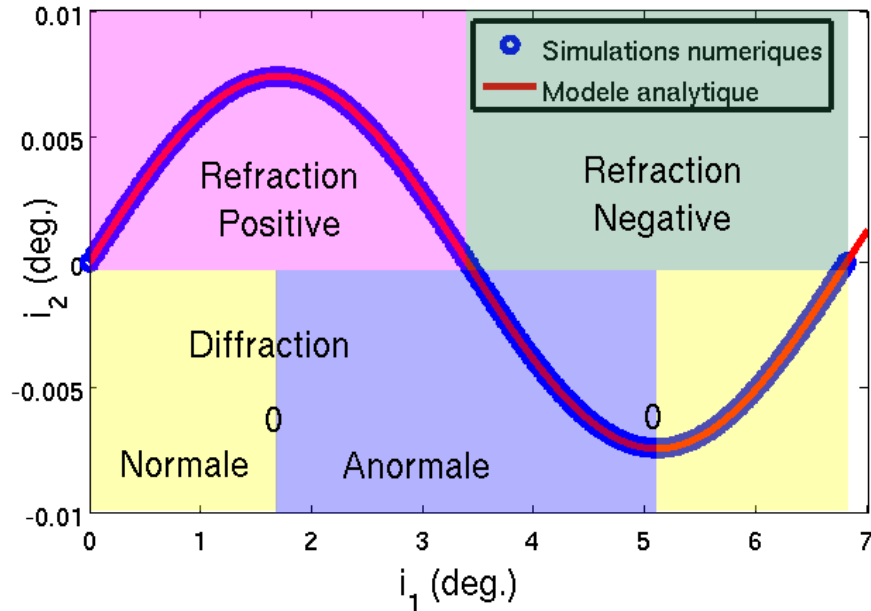


figure 1.9 : Loi de la réfraction à l'interface entre un milieu continu et un milieu discret. i_1 désigne l'angle d'incidence de l'onde provenant du milieu continu ; i_2 désigne l'inclinaison de l'onde dans le milieu discret. L'accumulation de l'énergie qui apparaît sur la fonction de Green (v. figure 1.6) aura lieu dans les directions privilégiées $i_2 = \pm 1,7^\circ$. (pour $d = 7 \mu m$ et $K = 9,24 m^{-1}$, $\lambda = 830 nm$, $L = 1 m$)

Jusque-là nous avons considéré des structures planaires (1D1/2). Pour des structures tridimensionnelles faites de guides optiques d'axe z positionnés transversalement périodiquement dans le plan xy (système 2D1/2), les figures de diffraction discrètes dépendent de la géométrie exacte du réseau. Par exemple, la figure 1.10 montre d'importantes différences selon que le réseau possède une maille cubique ou hexagonale :

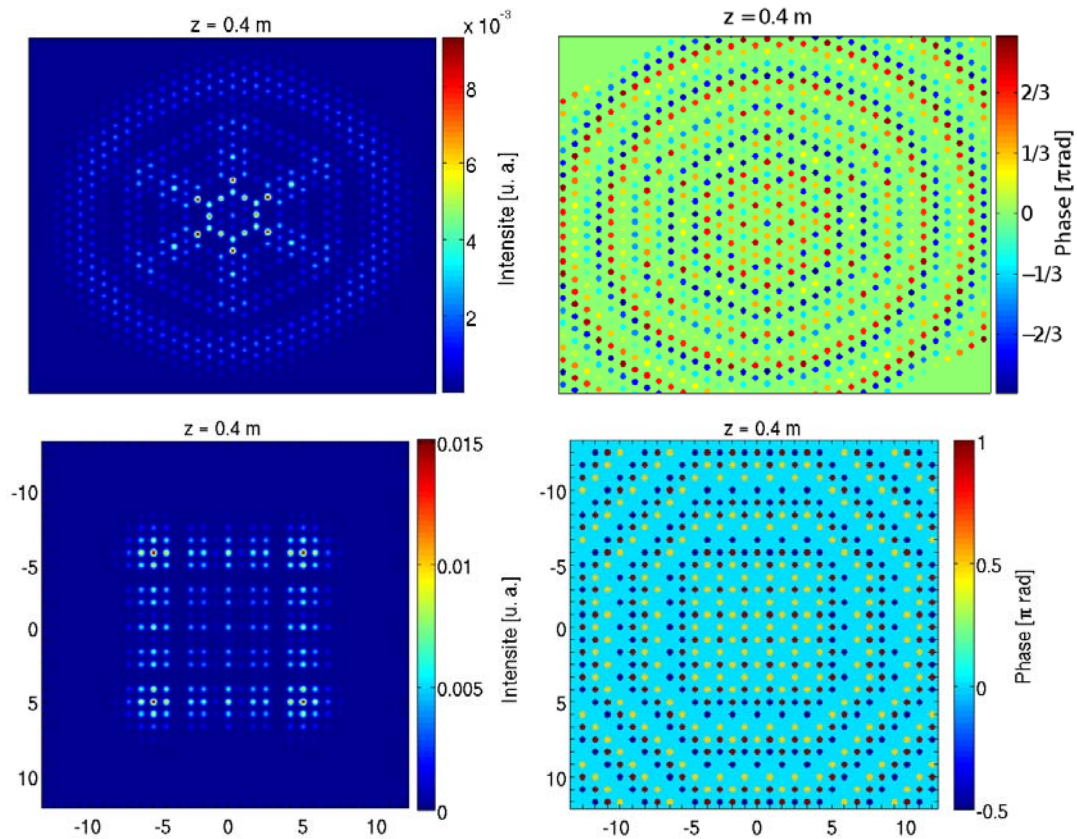


figure 1.10 : Répartitions transverses d'intensité (gch.) et de phase (dr.) de structures discrètes à maille hexagonale (haut) et à maille cubique (bas) en $z=0,4$ m et $K=10$ m^{-1} . Le déphasage entre deux cœurs adjacents est égal à $\pi/2$ uniquement pour la maille cubique. Pour la maille hexagonale, la structuration de la phase est plus complexe.

L'amplitude de l'onde dans une structure hexagonale se répartie assez uniformément sur plusieurs couronnes alors que pour une maille cubique, elle se décompose selon 4 directions particulières comme pour deux réseaux unidimensionnels orthogonaux. Le front de phase, quant à lui, possède toujours la particularité de présenter un déphasage de $\pi/2$ entre cœurs adjacents pour la maille cubique (figure 1.10 (bas, dr.)), ce qui n'est pas le cas pour la maille hexagonale. Lors de mes expériences, je me suis surtout intéressé à la maille cubique.

b) Effets de bords dans un réseau fini

Aux limites d'un réseau fini, on montre que l'onde optique se comporte comme si elle rencontrait un miroir. Les guides présents sur les bords n'ayant qu'un seul voisin avec lequel échanger de l'énergie (le coefficient de couplage K est nul entre le guide du bord et un potentiel guide adjacent externe à la structure), nous aboutissons à un « repliement » de la figure de diffraction (cf. figure 1.11). Nous discuterons des particularités liées à ces effets de bords dans la section IV.3 p. 35.

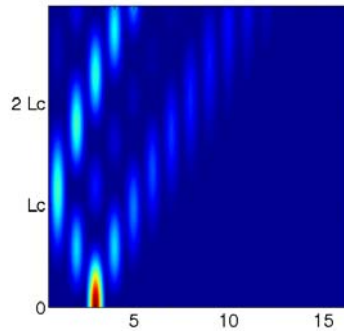


figure 1.11 : Effet de bord : La limite d'un réseau fini agit comme un miroir sur le faisceau diffracté.

Nous allons maintenant présenter les outils de modélisation que nous avons choisis pour étudier les systèmes discrets.

IV. Outils pour la modélisation des systèmes discrets

1. Choix du modèle

Il existe 3 approches distinctes pour simuler la propagation discrète :

i) Décomposition sur la base des modes généralisés de la structure complète :

Cette méthode d'analyse demande, pour un système à N cœurs, de connaître les N modes propres généralisés de la structure ainsi que les N valeurs propres correspondantes. Leur nombre est le même que le nombre N de guides individuels dans la limite des couplages faibles. Cette analyse est rigoureuse mais elle m'a semblé peu intuitive.

ii) Méthode du faisceau propagé (ou « BPM » pour « Beam Propagation Method » en anglais) :

C'est une méthode de calcul pas à pas où le champ est développé en une superposition d'ondes planes à l'aide de transformées de Fourier spatiales. Le profil transverse du champ total doit être pris en compte en détail ce qui est susceptible d'occasionner des problèmes d'échantillonnage. Elle entraîne notamment en 2D1/2 des temps de calculs importants.

iii) Théorie des modes couplés (TMC) :

Elle est basée sur l'emploi des modes individuels des cœurs de la structure. Cette approche est à mon avis la plus proche de la notion de discrétisation et par conséquent la plus intuitive. Elle consiste à considérer le couplage cohérent par ondes évanescentes (effet tunnel optique) comme une faible perturbation de telle sorte que les modes individuels des cœurs (monomodes) sont supposés inchangés.

Comme nous allons le voir ci-dessous, la théorie des modes couplés admet une résolution analytique dans un certain nombre de cas particuliers. Nous avons cependant choisi une approche numérique de la TMC qui s'est avérée applicable à un plus grand nombre de situations expérimentales (réseau fini imparfait de géométrie cubique ou hexagonale par exemple). Cette méthode numérique converge vers des solutions de manière rapide et relativement fiable sous réserve que l'on ne s'écarte pas trop de l'hypothèse de faible couplage et de cœurs quasi-identiques [Reichenbach 2007a] [Huang 1994] [Eisenberg 2000].

2. Mise en place de la théorie des modes couplés pour un système discret optique :

Afin d'être capable de rendre compte des différentes géométries utiles pour mon étude (système à deux cœurs, réseau 1D1/2, réseau 2D1/2 cubique ou hexagonal) j'ai mis en place un formalisme matriciel particulier propice à l'utilisation d'outils numériques basés sur l'emploi de matrices (MATLAB). Dans ce formalisme matriciel, les cœurs sont repérés par un indice de ligne i et un indice de colonne k , ceci même dans le cas d'un réseau hexagonal :

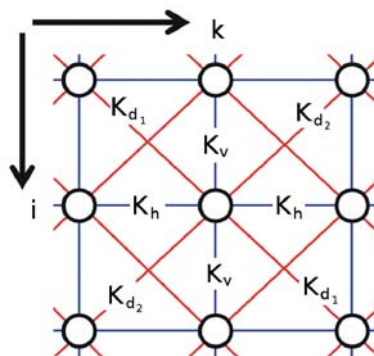


figure 1.12 : Repérage matriciel du réseau multicœur.

L'écriture générale du système des modes couplés pour un réseau parfait en régime de couplage faible est alors la suivante :

$$\frac{dE_{i,k}}{dz} = j K_h (E_{i,k+1} + E_{i,k-1}) + j K_v (E_{i+1,k} + E_{i-1,k}) + j K_{d_1} (E_{i+1,k+1} + E_{i-1,k-1}) + j K_{d_2} (E_{i+1,k-1} + E_{i-1,k+1}) \quad (5)$$

avec $(i, k) \in \square *^2$

$E_{i,k}$ représente l'amplitude complexe du champ dans le coeur (i, k) ; le profil transverse exact du mode fondamental de chaque coeur de même que le terme progressif en $e^{j(\omega t - \beta_0 z)}$ n'apparaissent pas dans cette mise en équation ; K_h, K_v, K_{d1} et K_{d2} sont respectivement les coefficients de couplages horizontaux, verticaux et diagonaux (voir figure 1.11) requis par cette représentation matricielle. Les valeurs données à ces 4 coefficients permettent de rendre compte du type de structure étudiée :

- $[K_v = K_{d_1} = K_{d_2} = 0, \text{ et } K_h = K]$ correspond à un système élémentaire à 2 coeurs ($i=1, k=1$ ou 2) ou à un réseau 1D1/2 ($i=1, k=1 \dots N$).
- $[K_h = K_v \neq 0, K_{d_1} = K_{d_2} = 0]$ correspond à un réseau 2D1/2 parfait à maille cubique.
- $[K_h = K_v = K_{d_{1\text{ou}2}} \neq 0, K_{d_{2\text{ou}1}} = 0]$ correspond à un réseau 2D1/2 parfait à maille hexagonale.

Notons que pour la structure hexagonale, ce repérage matriciel à base de lignes et de colonnes (voir figure 1.13) ne correspond pas directement à la disposition spatiale réelle des coeurs contrairement au cas cubique. Lors de l'affichage des résultats (voir figure 1.10), un réarrangement du réseau est nécessaire pour passer de la représentation matricielle à la représentation spatiale réelle (voir figure 12) :

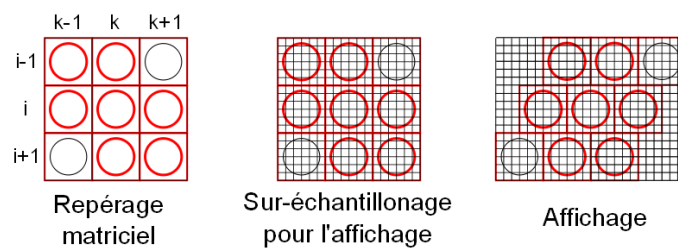


figure 1.13 : passage du repérage matriciel des coeurs à leur représentation spatiale réelle dans le cas d'une maille hexagonale.

3. Solutions analytiques dans le cas d'un réseau parfait

- Dans le cas simple constitué de 2 coeurs identiques ($K_v = K_{d_1} = K_{d_2} = 0, K_h = K$ et $(k = 1, i = 1 \text{ ou } 2)$), on montre que le système d'équations des modes couplés admet une

solution analytique simple. Les puissances dans les deux cœurs évoluent conformément à ce qui a été représenté sur la figure 1.4 (gch.) selon :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_1(z) = P_0 \left(1 - \sin^2 \left(\frac{\pi}{2 L_c} z \right) \right) \\ P_2(z) = P_0 \sin^2 \left(\frac{\pi}{2 L_c} z \right) \\ P_0 = P_1(0) \\ L_c = \frac{\pi}{2K} \end{array} \right. \quad (6)$$

- Pour un réseau 1D1/2 parfait infini ($K_v = K_{d_1} = K_{d_2} = 0$, $K_h = K$ et ($k=1, i=(1, \dots, N)$) et $N > 2$), et dans le cas d'une excitation en entrée sur un unique guide, les solutions analytiques s'écrivent à l'aide de fonctions de Bessel de 1^{er} ordre comme suit :

$$E_i(z) = j^m \cdot E_{i_0}(0) \cdot J_m(2Kz) \quad (7)$$

avec $m = i - i_0$ et $J_m(x) = \frac{j^{-m}}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{jx \cos(\alpha)} e^{j\alpha m} d\alpha$

i_0 désignant le numéro du guide excité en entrée et $J_m(x)$ la fonction de Bessel de 1^{er} ordre de rang m .

L'expression analytique de $E_i(z)$ fait apparaître le déphasage entre cœurs de $\pm \pi/2$ via le terme j^m .

- Pour un réseau 2D1/2 parfait infini, des solutions analytiques basées également sur des fonctions de Bessel existent [Szameit 2007] (voir aussi la comparaison entre solutions analytique et numérique Annexe C).

- Pour un réseau 2D1/2 parfait fini, cette approche analytique reste applicable. Il est alors nécessaire d'introduire, selon la théorie des images [Szameit 2007] [Makris 2006], des sources « virtuelles » dans un réseau infini fictif afin de satisfaire les conditions aux limites. Notons que cette théorie des images n'est pas applicable à une structure hexagonale.

4. Système discret transversalement inhomogène

Pour un système discret réel (et donc imparfait) c'est-à-dire présentant un certain degré d'inhomogénéité transverse, il s'agit de rendre compte :

- (i) des disparités des distances inter-cœur ; dans l'équation (1.5), les coefficients de couplages sont alors tous différents les uns des autres,

- (ii) des différences de constante de propagation des cœurs qui découlent du fait que les cœurs ne sont pas strictement identiques.

L'équation (5) peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned} \frac{dE_{i,k}}{dz} = & j (K_{1,i,k} E_{i,k+1} + K_{2,i,k} E_{i,k-1} + K_{3,i,k} E_{i+1,k} + K_{4,i,k} E_{i-1,k} \\ & K_{5,i,k} E_{i+1,k+1} + K_{6,i,k} E_{i-1,k-1} + K_{7,i,k} E_{i+1,k-1} + K_{8,i,k} E_{i-1,k+1}) \\ & + j \Delta\beta_{i,k} E_{i,k} \end{aligned} \quad (8)$$

$(i, k) \in \square *^2$

Le champ de l'onde discrète s'écrit alors : $\bar{E}_{i,k}(z, t) = E_{i,k}(z) e^{j(\omega t - \beta_o z)}$. Ce formalisme (1.8) revient à se placer dans le référentiel se déplaçant à la vitesse de phase d'un cœur particulier choisi comme référence, de constante de propagation β_o ; ce faisant : $\Delta\beta_{i,k} = \beta_{i,k} - \beta_o$ avec $\beta_{i,k}$ constante de propagation du cœur (i,k).

Ce système admet une solution analytique dans le cas particulier d'un système à 2 cœurs non identiques. Dans ce cas, les solutions obtenues pour deux cœurs identiques doivent être modifiées :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_1(z) = P_0 \left(1 - F^2 \sin^2 \left(\frac{\pi}{2 L_c'} z \right) \right) \\ P_2(z) = P_0 F^2 \sin^2 \left(\frac{\pi}{2 L_c'} z \right) \\ P_0 = P_1(0) \\ F^2 = \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2K} \right)^2} \\ L_c' = F L_c \end{array} \right. \quad (9)$$

Le terme correctif F^2 correspond à la fraction d'énergie transférée d'un cœur à l'autre ; $F^2 < 1$ traduit le fait que l'échange d'énergie entre les deux cœurs n'est pas total lorsque les deux cœurs ne sont pas identiques ($\Delta\beta \neq 0$).

Lorsque le nombre de cœurs est strictement supérieur à 2, une approche analytique est impossible dans le cas d'un système inhomogène transversalement. La seule alternative consiste alors à résoudre numériquement le système d'équations différentielles couplées. Cette résolution s'effectue généralement par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4. Cette approche numérique permet d'étudier relativement simplement toutes les situations expérimentales dont par exemple le cas d'un réseau fini inhomogène présentant des effets de bords. Ces exemples seront traités dans les Chapitres 2 et 3.

Résumé du Chapitre 1 :

La définition que nous pouvons retenir d'un système discret est qu'il s'agit d'un réseau périodique de cœurs qui conduit à discrétiser le milieu dans lequel la lumière se propage. Ces systèmes ont fait l'objet de nombreuses études fondamentales surtout dans des régimes non-linéaires, concernant essentiellement les solitons discrets. Par contre, la littérature fournit peu d'exemples d'applications utilisant le principe de la propagation discrète. Les technologies employées pour la fabrication de ces systèmes sont initialement celles des substrats semiconducteurs (InP, GaAs, AlGaAs). Plus récemment, s'est développée une technique par photo-inscription sur verre de silice par impulsions femtosecondes. Tous ces composants n'ont mis en évidence la propagation discrète que sur de courtes longueurs. Certaines réalisations ont cependant concerné des fibres optiques multicœurs qui sont restées jusqu'alors relativement courtes.

Afin d'étudier les propriétés de base des systèmes couplés, nous nous sommes tout d'abord appuyés sur un modèle élémentaire à savoir un système à deux cœurs identiques faiblement couplés. Nous avons examiné le régime de diffraction discrète sur un réseau de cœurs optiques faiblement couplés. Ce régime de propagation a pour particularité, après évolution sur plusieurs longueurs de couplage, de concentrer l'énergie selon des directions privilégiées (2 en 1D $1/2$, 4 en 2D $1/2$ pour une maille cubique) et de déphaser les cœurs adjacents de $\pm \pi/2$. Par ailleurs, la propagation discrète a un comportement singulier vis à vis des effets de bord : ces derniers se comportent comme des miroirs. Nous avons également pu faire l'illustration par simulation de comportements spécifiques comme la diffraction annulée, la diffraction anormale ou encore de réfraction négative.

Pour modéliser des guides discrets, nous avons choisi une approche numérique basée sur la théorie des modes couplés qui est rapide, relativement fiable pour les couplages faibles et applicable à un grand nombre de situations expérimentales alors que, lorsque le système comporte plus de deux cœurs, une approche analytique devient impossible notamment dans le cas d'un système inhomogène transversalement.

CHAPITRE 2. IMAGERIE DISCRETE

Dans ce chapitre, nous présentons une architecture inédite dédiée à l'imagerie discrète. Cette solution originale met en œuvre un masque de phase discret jouant le rôle de lentille. Dans un premier temps, le principe et les propriétés de cette architecture seront exposés. Nous montrerons notamment son insensibilité aux effets de bords, ceci pour des structures uni- et bidimensionnelles.

La technologie de photo-inscription par impulsions lasers femtosecondes sur laquelle s'appuie la fabrication de ce composant imageur sera décrite. Cette technique de fabrication passe par la réalisation d'un composant constitué de deux tronçons de guide discret identiques séparés par la lentille discrète imageuse. Nous démontrerons expérimentalement cet effet d'imagerie discrète pour des structures planaires et $2D1/2$, en régime continu et en régime d'excitation femtoseconde à spectre large.

L'intérêt de ce guide d'onde imageur pour le déport d'impulsions brèves et intenses sera ensuite discuté. Nous mesurerons la non-linéarité du composant en régime de propagation non dispersive. Le régime de propagation non linéaire en présence de dispersion sera étudié numériquement à l'aide d'un modèle spatio-temporel complet.

Enfin, nous étudierons le comportement de ce système d'imagerie en présence de faibles inhomogénéités transverses.

I. Principe et propriétés

1. Nouvelle architecture pour l'imagerie discrète

L'imagerie fait partie des applications potentielles des systèmes discrets au même titre que la focalisation, la collimation, le couplage ou le multiplexage. On parle d'imagerie discrète dans le cas où, partant de l'excitation à l'entrée d'un unique guide, on retrouve plusieurs longueurs de couplage plus loin, à l'intérieur du milieu discret, l'onde localisée dans un unique guide (éventuellement différent du guide d'entrée).

Plusieurs solutions pour l'imagerie discrète ont déjà été proposées. Par exemple, une variation transverse linéaire des constantes de propagation des guides de la structure discrète produit des oscillations longitudinales de l'onde, dites « oscillations de Bloch », pouvant se traduire par un effet d'imagerie ; cette variation transverse de la constante de propagation a été obtenue expérimentalement [Pertsch 1999] en imposant un gradient transverse de température dans un

réseau discret en polymère⁶. Les oscillations de Bloch sont également présentes dans un réseau de guides d'onde courbés [Iyer 2007]. L'imagerie discrète peut également être obtenue en imposant une variation longitudinale périodique des constantes de propagation des guides du réseau discret [Longhi 2008]. R. Gordon quant à lui a proposé de réaliser l'imagerie discrète à l'aide d'un réseau présentant une variation transverse particulière des constantes de couplage [Gordon 2004]. Enfin l'association de deux milieux discrets possédant des propriétés diffractives opposées fait aussi partie des solutions pour l'imagerie discrète [Locatelli 2005].

Cependant les solutions précédentes présentent un certain nombre de limitations. Certaines sont sensibles aux effets de bords [Pertsch 1999] [Iyer 2007]. Les autres conduisent à des contraintes de réalisations technologiques très fortes, notamment lors de la réalisation de composants 2D1/2, de telle sorte qu'elles ont été cantonnées pour l'instant à des études numériques [Longhi 2008] [Gordon 2004] [Locatelli 2005].

La solution originale⁷ que je vais présenter maintenant permet, comme nous le verrons, de contourner les difficultés précédentes.

Considérons deux guides discrets identiques de longueur égale à $L/2$ placés très précisément dans l'axe l'un de l'autre. Entre les deux guides nous plaçons un masque de phase pure discret afin de modifier de façon particulière le front de phase de l'onde discrète émergeant du premier guide. L'épaisseur du masque est supposée suffisamment faible pour que l'onde n'ait pas le temps de diffracter à l'intérieur de ce dernier. Supposons que le masque soit tel que le champ E^+ à l'entrée du second guide devienne le conjugué du champ E^- en sortie du premier (figure 2.1) : $E^+ = \text{conj}(E^-)$. Par application du principe du retour inverse, qui est valable pour les systèmes discrets, on en déduit que l'onde se focalise alors en sortie du deuxième guide dans le cœur qui avait été excité à l'entrée.

⁶ nous montrerons plus loin que l'effet photo-élastique dans un composant discret en verre soumis à une contrainte mécanique conduit au même résultat

⁷ l'origine de cette idée remonte à l'année 2005 à l'occasion de la préparation du projet ANR SYDIMEN dont XLIM est porteur ; cependant la publication de cette idée (étude numérique) est à mettre au crédit de S. Longhi [Longhi 2008b] ; je suis co-auteur de la publication de sa démonstration expérimentale [Szameit 2008]

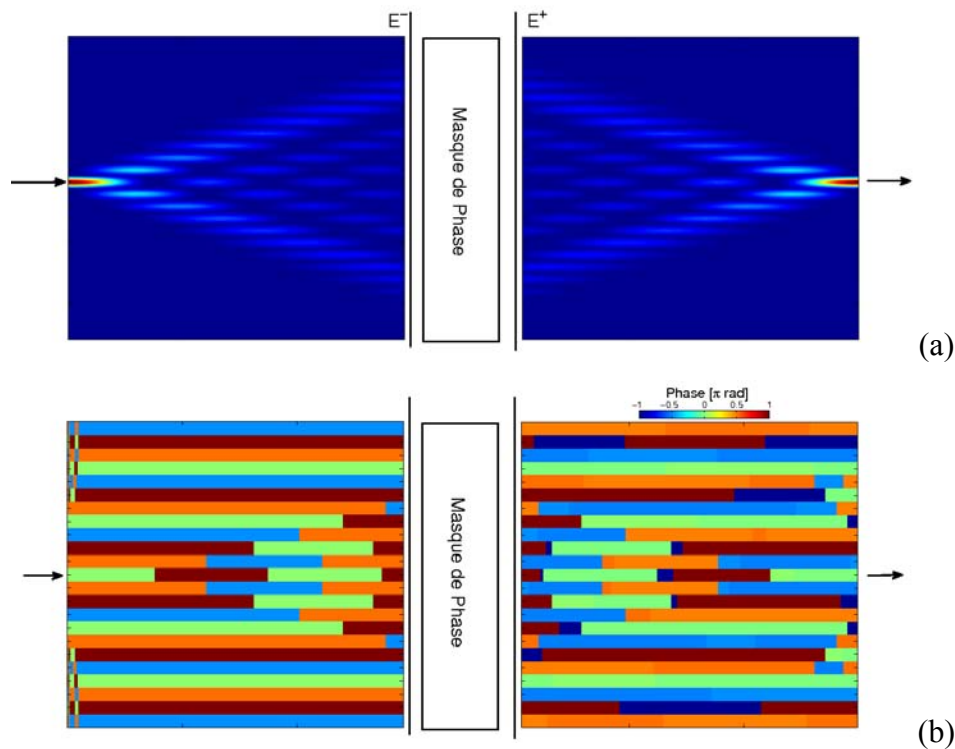


figure 2.1 : Architecture d'imagerie discrète : deux guides discrets identiques sont séparés par un masque de phase discret jouant le rôle de lentille discrète. (a) Distribution d'intensité pour un composant planaire (b) Phase de l'onde à l'intérieur du dispositif d'imagerie.

Cette situation s'apparente à un montage $4f$ (schéma figure 2.2) lors de la conjugaison d'un point objet et d'un point image se situant sur l'axe optique d'une lentille convergente standard. Le masque de phase agit donc comme une lentille.

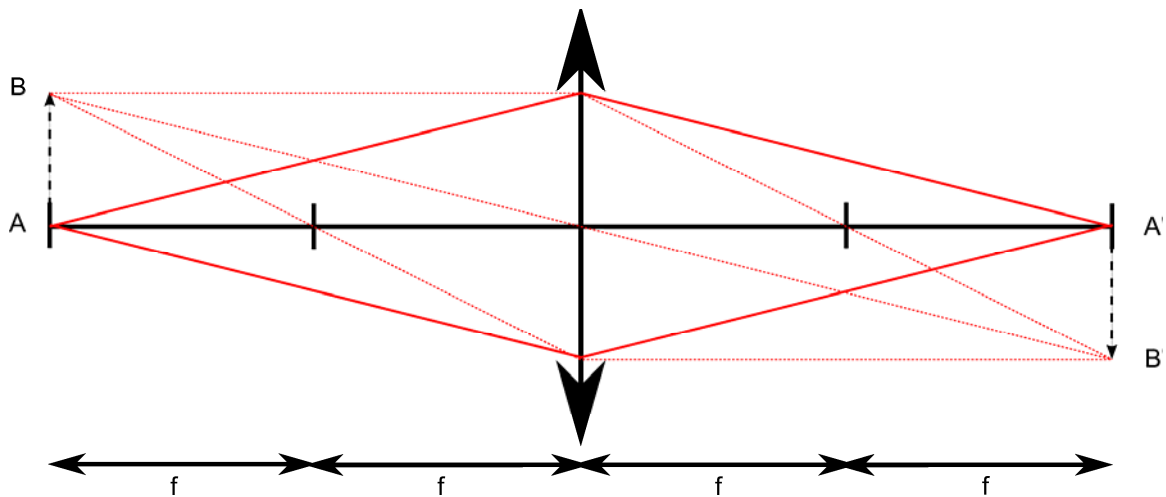


figure 2.2 : Le montage $4f$ standard est analogue au système d'imagerie discrète si l'on se retient au cas où l'objet et l'image sont sur l'axe de la lentille.

Cependant, nous verrons au paragraphe suivant que cette lentille discrète ne possède pas d'axe optique contrairement à une lentille normale.

Reste à définir la forme à donner au masque de phase permettant de produire cet effet d'imagerie. Nous avons vu au Chapitre 1 que la particularité d'une onde discrète réside

notamment dans le déphasage de $\pm\pi/2$ existant d'un cœur à l'autre du réseau (figure 2.1 (b)). Ce point remarquable permet de réaliser un masque de phase relativement simple⁸ comme nous allons le voir.

Repartons de la solution analytique 1D1/2 donnée par l'Eq 7 au Chapitre 1 :

$$E_i(z) = j^m \cdot E_{i_0}(0) \cdot J_m(2Kz) \quad (10)$$

Pour un cœur quelconque d'indice i , on a posé : $m=i-i_0$; i_0 représente l'indice du cœur excité en entrée ayant servi à définir le masque. Nous voyons apparaître à la fois la particularité rappelée ci-dessus (déphasage entre cœurs de $\pm\pi/2$) mais aussi la propriété suivante :

$$\begin{aligned} E_i(z) &= j^m \cdot E_{i_0}(0) \cdot J_m(2Kz) = \exp\left(j\frac{m\pi}{2}\right) \cdot E_{i_0}(0) \cdot J_m(2Kz) \\ \Rightarrow \text{conj}(E_i(z)) &= \exp\left(-j\frac{m\pi}{2}\right) \cdot E_{i_0}(0) \cdot J_m(2Kz) = \exp\left(j\frac{m\pi}{2} - jm\pi\right) \cdot E_{i_0}(0) \cdot J_m(2Kz) \\ &= \exp(-jm\pi) E_i(z) = (-1)^m \cdot E_i(z) \\ \Rightarrow \text{conj}(E_i(z)) &= (-1)^{(i-i_0)} E_i(z) \end{aligned} \quad (11)$$

De façon équivalente, observons la figure suivante où sont tracées en bleu la phase en $z = L/2^-$ avant le masque et en rouge la phase conjuguée en $z = L/2^+$. Le masque de phase permettant de passer de l'une à l'autre est le masque $\pi 0 \pi 0 \pi 0 \pi 0 \pi 0 \pi 0$ etc ... ce qui est cohérent avec le résultat analytique précédent.

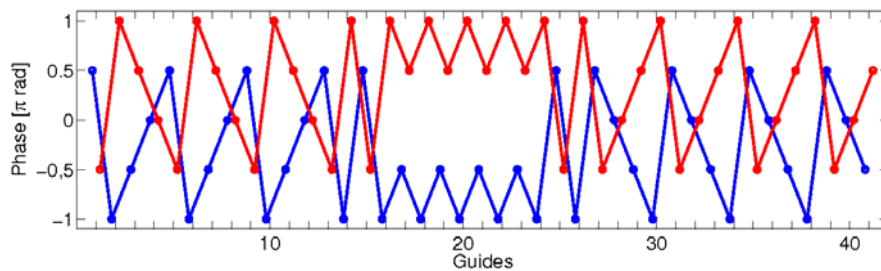


figure 2.3 : Distributions en phase après propagation sur une distance $z=L/2$; (a) en bleu, front de phase avant le masque ; (b) en rouge, front de phase de l'onde conjuguée

Pour une structure 1D1/2, le masque doit réaliser l'opération suivante :

$$E_i^+ = (-1)^{(i-i_0)} E_i^- \quad (12)$$

Pour une structure 2D1/2 cubique, le masque doit réaliser l'opération suivante :

⁸ ceci est surtout vrai pour un guide discret 1D1/2 ou 2D1/2 à maille cubique ; pour une maille hexagonale le masque n'est pas aussi simple ce dont nous allons discuter au paragraphe suivant

$$E_{i,k}^+ = (-1)^{(i+k-(i_o+k_o))} E_{i,k}^- \quad (13)$$

Ceci revient à dire que :

$$E_{i,k}^+ = e^{j\varphi_{i,k}} \times E_{i,k}^- \text{ avec } \varphi_{i,k} = (i+k-(i_o+k_o))\pi \quad (14)$$

Ce qui correspond au masque 2D :

$$\begin{array}{cccccccc} 0 & \pi & 0 & \pi & 0 & \pi & 0 & \pi & 0 & \pi \\ \pi & 0 & \pi & 0 & \pi & 0 & \pi & 0 & \pi & 0 \\ 0 & \pi & 0 & \pi & 0 & \pi & 0 & \pi & 0 & \pi \\ \pi & 0 & \pi & 0 & \pi & 0 & \pi & 0 & \pi & 0 \\ 0 & \pi & 0 & \pi & 0 & \pi & 0 & \pi & 0 & \pi \\ \pi & 0 & \pi & 0 & \pi & 0 & \pi & 0 & \pi & 0 \end{array}$$

Les solutions technologiques pour la réalisation de ce type de masque seront discutées ultérieurement.

2. Formation d'une image discrète

Pour un masque donné, le dispositif d'imagerie précédent est invariant par translation ce qui est remarquable. Il n'y a pas de centre optique ni d'axe optique. Le point image est à la même position transverse que le point objet. Il n'y a pas d'inversion de l'image comme avec une lentille normale.

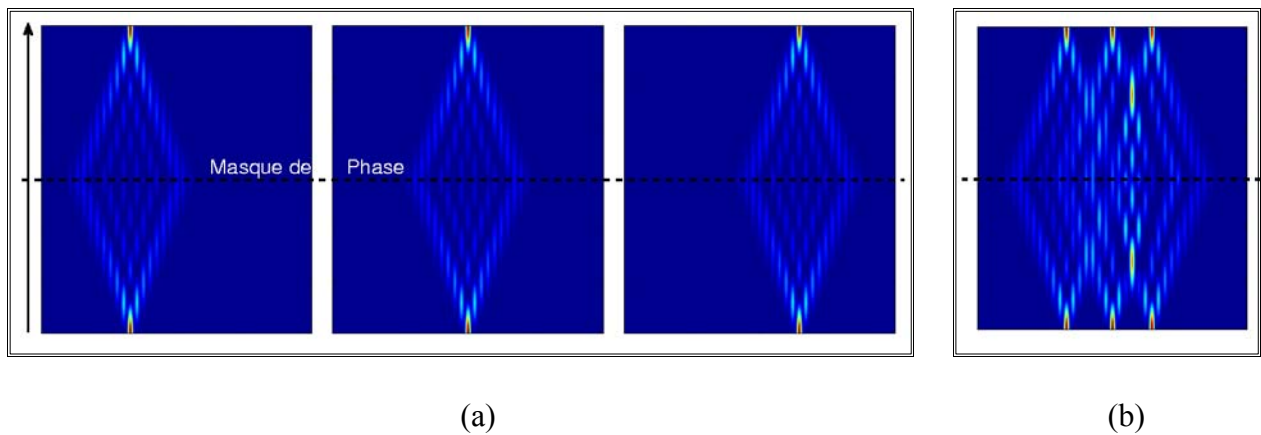


figure 2.4 : (a) invariance par translation de la distribution d'intensité pour différentes positions d'excitation ; (b) imagerie plein champ. Le masque de phase discret est strictement identique pour ces 4 figures.)

Il est possible d'obtenir une image plein champ (figure 2.4 (b)) ou par balayage (figure 2.4 (a)).

3. Image discrète 2D1/2

La propriété remarquable précédente est également présente dans un réseau discret 2D1/2 à maille cubique. Comme nous l'avons vu, la lentille discrète (2D) prend alors la forme suivante :

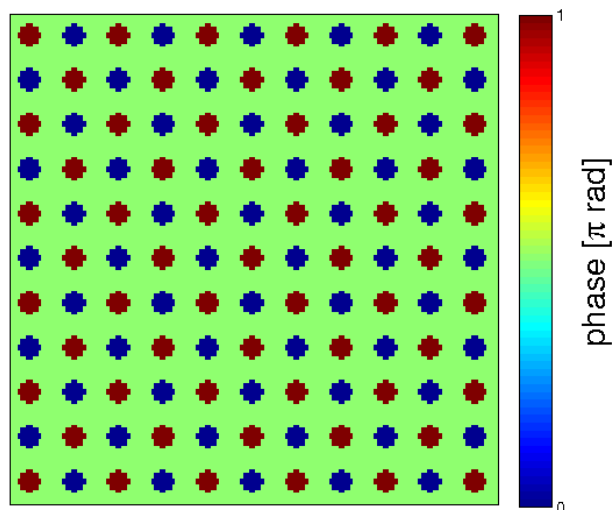


figure 2.5 : lentille discrète π 0 π 0 π 0 π 0 π 0 π 0 en 2D1/2

La figure suivante présente un résultat de simulation numérique d'imagerie discrète 2D1/2 dans une structure à maille cubique :

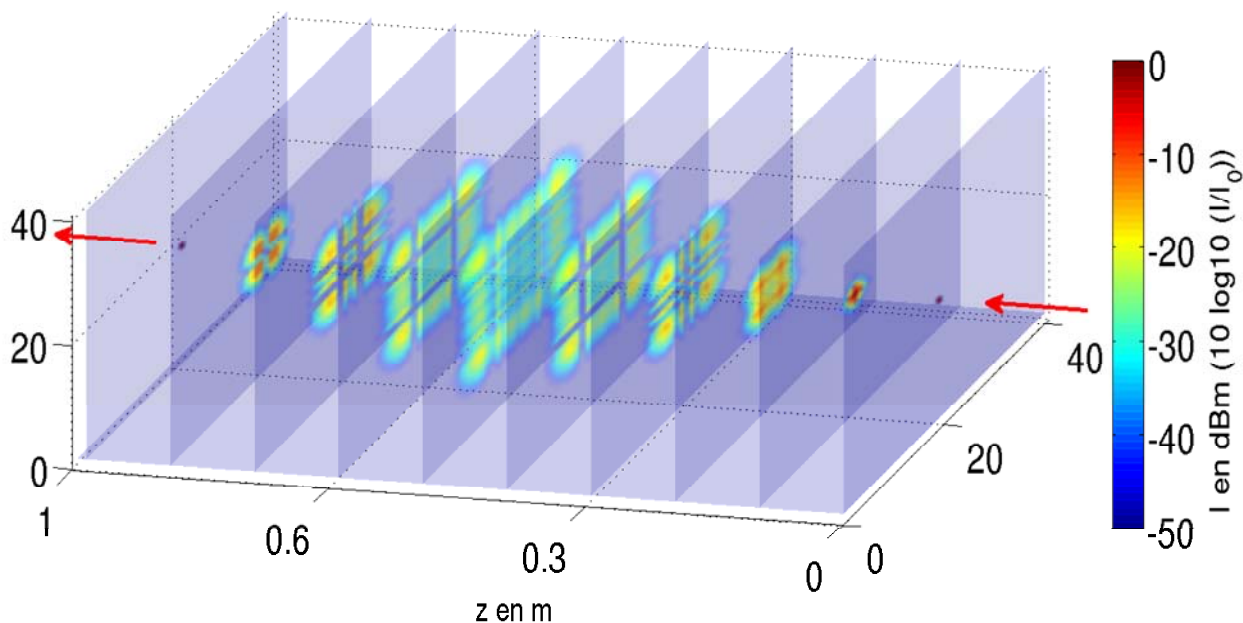


figure 2.6 : Imagerie discrète dans une structure à maille cubique. Distribution d'intensité de l'onde à l'intérieur du composant imageur. La lentille discrète se trouve en $z=0.5$ m. Seul le cœur (20,20) est excité à l'entrée. Toute la lumière se focalise dans ce cœur en sortie.

Lors de cette expérience numérique, la lumière est couplée dans le cœur (20,20) qui a servi au calcul du masque de phase. Sur les 50 premiers centimètres, l'onde diffracte selon le régime de propagation discrète. L'énergie se concentre alors suivant 4 directions privilégiées comme nous l'évoquions au chapitre précédent. A mi-parcours (50cm), le masque (figure 2.5) introduit le retournement du front de phase escompté. L'onde ainsi conjuguée subit alors l'équivalent d'un retour inverse pour s'auto-imager dans le cœur (20, 20) en sortie. La distribution d'intensité est identique si on excite un autre cœur en entrée que celui ayant servi à calculer le masque.

Cette technique ne fonctionne que partiellement pour un réseau 2D1/2 à maille hexagonale. Comme l'atteste la figure 1.10, le front de phase d'une onde discrète dans un réseau hexagonal n'est pas invariant par translation. Le masque de phase qui permet d'imager un point source donné (i_0, k_0) est centré sur le guide correspondant. On montre que seul ce point est imagé par le masque (voir figures suivantes).

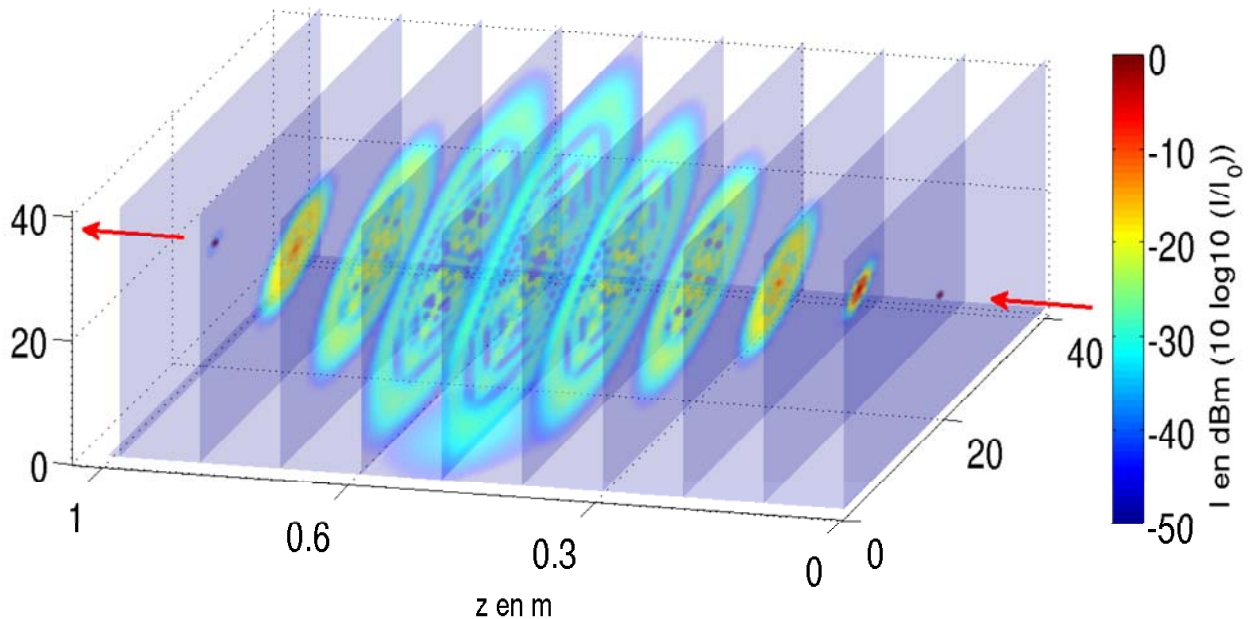


figure 2.7 : Imagerie discrète dans une structure à maille hexagonale avec excitation sur l'axe du système. Injection de la lumière à lieu sur le cœur $(i_0=20, k_0=20)$ qui a servi à concevoir le composant. Le masque de phase est uniquement adapté à l'imagerie de ce cœur comme l'atteste la figure suivante.

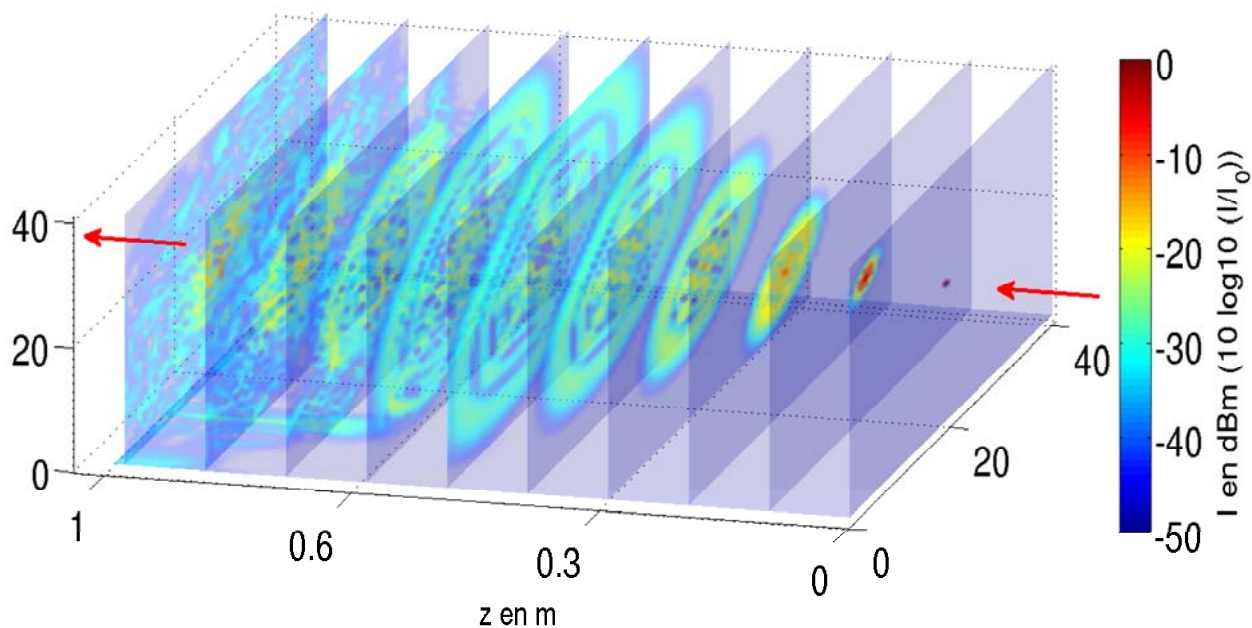


figure 2.8 : Excitation hors d'axe d'un composant imageur à structure discrète à maille hexagonale. Le système est strictement le même que celui de la figure précédente. Le cœur d'injection diffère ; il s'agit du cœur ($i=20=i_0$, $k=21 \neq k_0$). L'imagerie discrète ne fonctionne plus car on a pas excité le bon cœur (i.e. cœur ($i_0=20$, $k_0=20$)).

4. Insensibilité aux effets de bord

Le système imageur est insensible aux effets de bord comme l'atteste l'exemple de simulation numérique suivant (figure 2.9). L'effet de miroir vu au Chapitre 1 qui est du à la présence du bord du système est compatible avec la formation de l'image discrète. Ainsi, notre technique est à ce jour la seule solution d'imagerie discrète ayant été validée expérimentalement (voir Chapitre 3) et qui soit applicable à un réseau discret transversalement limité. Ceci n'est par exemple pas le cas de l'architecture d'imagerie basée sur les oscillations de Bloch proposé notamment par Gordon [Gordon 2004].

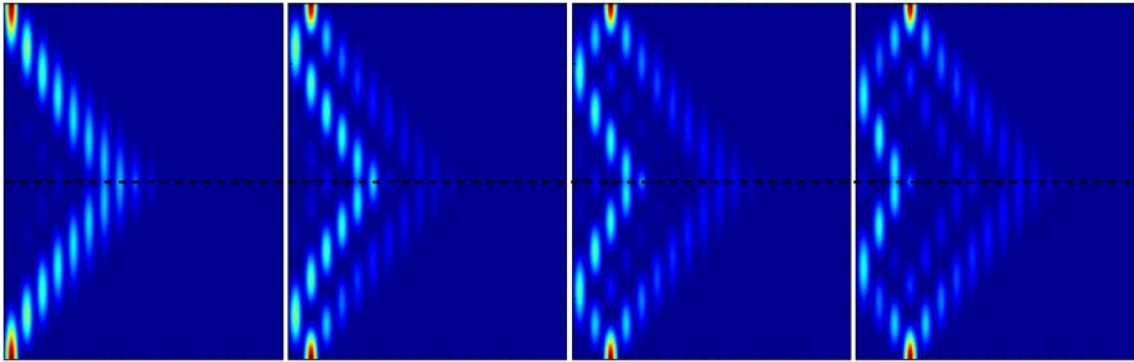


figure 2.9 : Le système imageur est insensible aux effets de bords. Les bords agissent comme des miroirs.

Cette propriété reste vraie en 2D1/2 pour réseau à maille cubique comme nous le verrons ultérieurement lors de la démonstration expérimentale.

II. Réalisation d'un composant discret imageur

1. Réalisation du guide discret

a) Etat de l'art

Avant d'aborder la fabrication du dispositif imageur spécifique, nous présentons un rapide état de l'art des méthodes de fabrication des guides d'onde discrets de façon générale. Comme nous l'avons vu au premier chapitre, les premières réalisations de composants discrets concernaient des réseaux planaires (1D1/2) de guides enterrés sur substrat de AlGaAs [Eisenberg 1998]. La longueur d'onde d'étude se situait au voisinage de 1,5 micromètre et le composant était relativement court (i.e. 6 mm). Dès les premières réalisations, la structure discrète 1D1/2 est très régulière de telle sorte que la propagation discrète 1D1/2 est alors quasi-parfaite. Cette technologie fut utilisée dans de nombreux travaux sur la propagation discrète notamment en régime non linéaire (et dispersion normale).

En 2003, on note la publication d'un réseau planaire de guides enterrés couplés en silice dopée [Cheskis 2003]. La longueur d'onde reste identique (dispersion anormale) mais le composant est plus long (25 mm).

La première réalisation d'un composant discret 2D1/2 remonte à 2004 [Pertsch 2004a]. Il s'agit d'une fibre optique multicœur de 15 cm de long excitée à 800 nm. Le réseau est alors inhomogène et la propagation discrète n'est pas parfaite. En 2007, des réseaux à base de fibres multicœur ont été réalisés avec une grande homogénéité mais pour des longueurs faibles (60mm,

longueur d'onde 1500nm) [Röpke 2007]. Nous reviendrons en détail sur cette technologie au Chapitre 3. Cette technique de fabrication a pour principal avantage la réalisation de guides discrets longs et transparents.

Enfin en 2004 a lieu la publication de la première démonstration expérimentale de propagation discrète 2D1/2 parfaite [Pertsch 2004b]. La technologie alors employée est l'inscription par laser femtoseconde dans un verre massif (de 20 mm de long lors des premières démonstrations ; depuis des longueurs de 100 mm ont été réalisées). Nous allons revenir en détail sur ce type de composant discret car c'est justement celui qui a été utilisé pour la démonstration de l'imagerie discrète sujet de ce chapitre. Nous allons voir que cette technologie présente l'avantage d'être parfaitement adaptée à la réalisation du guide d'onde discret mais aussi à celle de la lentille discrète.

b) Inscription à l'aide d'un laser femtoseconde

C'est en 1996 que la première démonstration d'inscription de guides d'onde optique sur des substrats transparents à l'aide d'impulsions laser femtosecondes fortement focalisées a été faite [Itoh 2006] [Davies 1996]. Dans cette technique un faisceau laser femtoseconde intense d'écriture modifie localement l'indice de réfraction de sorte que la région inscrite devienne guidante. Cette technologie a permis la fabrication de guides discrets dans une grande variété de matériaux transparents comme les verres de silice [Will 2003], de chalcogénures [Zoubir 2004] [Hughes 2007], de tellures [Nandi 2006], le PMMA [Sowa 2006] [Zoubir 2004a] et même les cristaux de quartz [Nejadmalayeri 2005]. Des guides inscrits sur des substrats dopés par des ions terre rare ont été utilisés pour l'amplification de la lumière [Valle 2005] ce qui offre la possibilité de fabriquer des lasers intégrés [Taccheo 2004]. La profondeur d'inscription étant seulement limitée par la frontale du microscope servant à focaliser le faisceau, il est possible de réaliser des réseaux 2D1/2.

Les guides utilisés pour les expériences présentées dans ce chapitre ont été fabriqués, à l'Institut de Physique Appliquée (IAP) de l'Université de Friedrich-Schiller à Jena en Allemagne (Institute of Applied Physics, Friedrich-Schiller Universität), sur plaques de silice polies contenant une forte concentration de liaisons OH (Suprasil 311). La source utilisée pour l'inscription est un laser amplifié au Ti:Sa (RegA/Mira, Coherent Inc.) ayant une longueur d'onde de 800 nm, un taux de répétition de 100 kHz, une durée d'impulsion de 150 fs et une énergie de 0,3 μ J à 800nm. Le faisceau est focalisé par un objectif de microscope de grossissement x20 possédant une ouverture numérique de 0.45. Le faisceau d'écriture est fixe.

La platine de déplacement nanométrique xyz de très haute précision qui translate le substrat autorise la fabrication de composants qui restent relativement courts (longueur < 15cm).

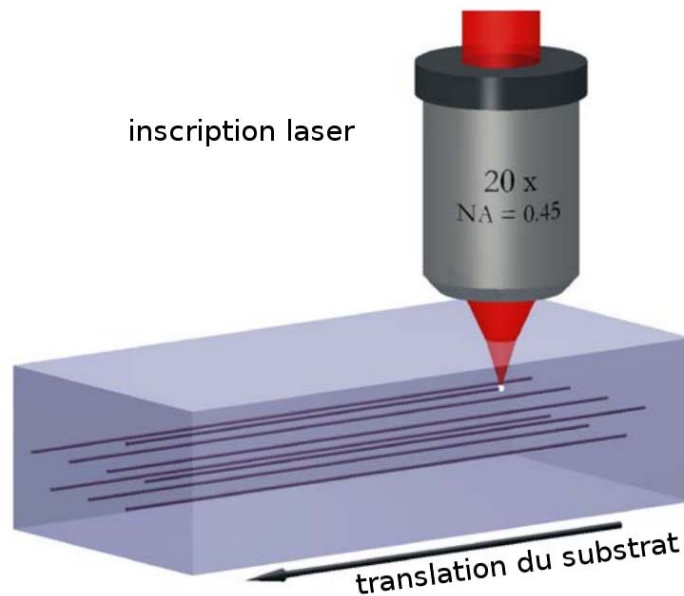


figure 2.10 : Synoptique de l'inscription laser femtoseconde de guide d'onde sur substrat de verre de silice (extrait de [Szameit 2006a]).

Lorsqu'une impulsion femtoseconde est fortement focalisée dans le matériau, on assiste à une absorption non linéaire qui mène à la formation d'un micro-plasma suivie d'une modification de la structure du matériau entraînant ainsi un changement de ses propriétés optiques. La densité augmente localement [Chan 2003] [Chan 2002] ce qui provoque une augmentation de l'indice de réfraction local [Streltsov 2002]. Cette modification est permanente et stable [Nolte 2002].

Les propriétés des guides élémentaires sont fortement dépendantes des paramètres d'écriture. La durée d'impulsion, l'énergie par impulsion mais aussi la vitesse d'écriture sont les paramètres clef du façonnage de la distribution d'indice de réfraction. Pour les paramètres indiqués précédemment (150 fs, 0,3 μ J), le seul fait de modifier la vitesse d'écriture permet de contrôler la différence d'indice de la partie guidante.

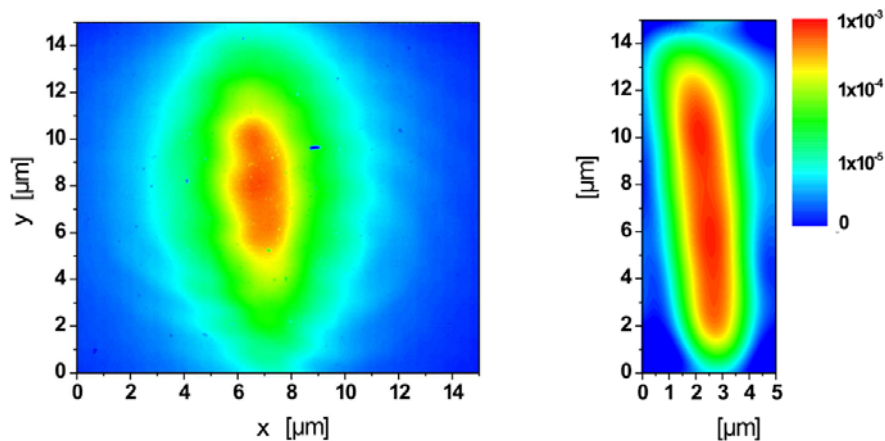


figure 2.11 : (gch.) Mesure de la distribution d'intensité du mode guidé à 800nm (dr.) Profil d'indice de réfraction déduit de la distribution d'intensité modale de la figure de gauche (extrait de [Szameit 2006a]).

La zone où l'indice est modifié est confondue avec le volume focal de l'objectif. On constate que le profil d'indice et le mode guidé sont elliptiques : la longueur de Fresnel du faisceau focalisé est en effet plus grande que sa dimension transverse. Les cœurs exhibent donc une biréfringence élevée avec des axes neutres alignés sur les axes de l'ellipse. De plus, concernant la structure multicoeur finale, si la période spatiale du réseau des cœurs est identique en vertical et en horizontal, la distribution des coefficients de couplage est anisotrope.

Par ailleurs, la vitesse d'écriture permet de modifier le diamètre du mode (nous verrons également que la vitesse d'écriture influe sur coefficient non linéaire du guide d'onde élémentaire).

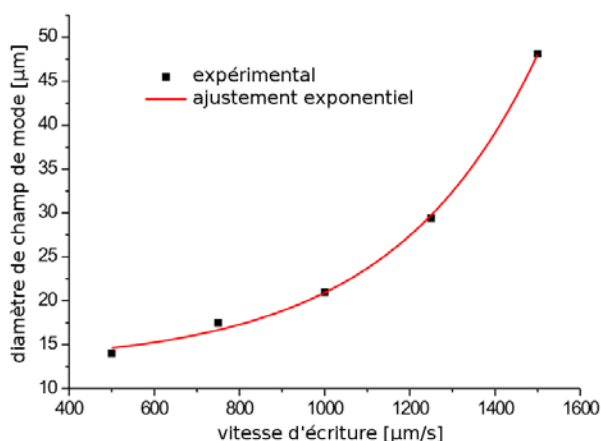


figure 2.12 : Dépendance du diamètre du mode à $1/e^2$ en intensité à 800nm en fonction de la vitesse d'écriture (extrait [Szameit 2007]).

Les pertes de ces guides sont relativement élevées ce qui n'est pas trop pénalisant dans la mesure où ils sont relativement courts. Pour une vitesse d'écriture typique comprise entre 500 et 1500 $\mu\text{m/s}$, les pertes oscillent entre 0,4 et 0,6 dB/cm.

La vitesse d'écriture influe également sur les propriétés non linéaires intrinsèques des cœurs [Szameit 2007] comme le montre la figure 2.13. Plus la vitesse d'écriture est grande plus l'indice non linéaire effectif du guide se rapproche de la valeur intrinsèque du substrat.

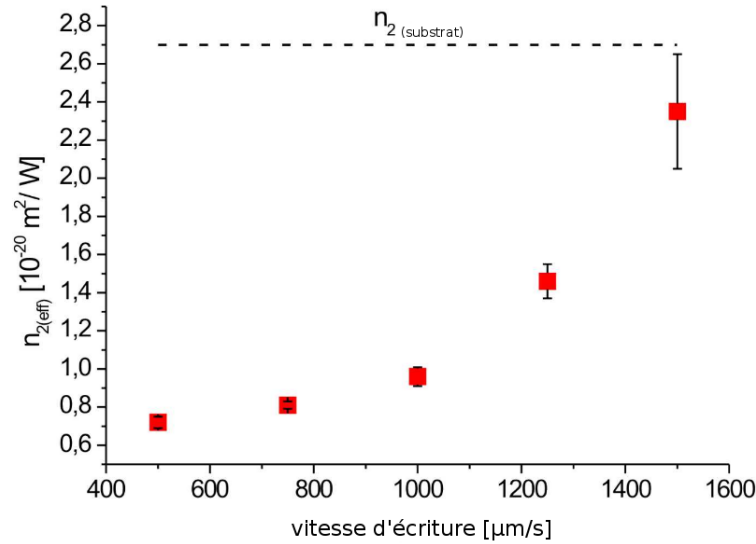


figure 2.13 : Évolution de l'indice non linéaire effectif ($n_{2\text{eff}}$) en fonction de la vitesse d'écriture (extrait [Szameit 2007])

Or, comme nous l'avons précisé précédemment (figure 2.11), le diamètre de champ de mode croît également avec la vitesse d'écriture. On montre que, pour une même puissance P injectée dans deux guides écrits à deux vitesses différentes (i.e. correspondant à des aires effectives A_{eff} différentes) les variations d'indice non linéaire par effet Kerr sont quasi-identiques :

$$dn_{\text{NL}} = n_2 I \propto \frac{n_2}{A_{\text{eff}}} P = \text{constante d'un guide à l'autre, à } P \text{ donnée.}$$

La position relative des cœurs et la vitesse d'écriture permettent d'ajuster le coefficient de couplage inter-cœur. Pour mes expériences, les réseaux de guides conçus pour une longueur d'onde d'utilisation égale à 630nm sont composés de 13 cœurs en 1D1/2 et de 49 cœurs (7x7) en 2D1/2 ; la distance inter-cœur est de 16 μm pour les structures 1D1/2 ce qui conduit à un coefficient de couplage de 105 m^{-1} ($L_c=15\text{mm}$) et de 20 μm pour le 2D1/2 ($K_h=47.6\text{m}^{-1}$ $K_v=95\text{m}^{-1}$). La longueur des guides est de 5 cm.

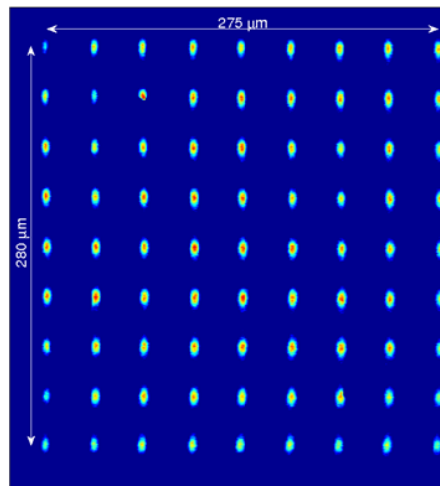


figure 2.14 : Image de la face de sortie ($z=10\text{cm}$) éclairée uniformément en entrée à 800 nm . Le guide discret présente une structure à maille cubique 9×9 sur une surface de $275 \times 280\ \mu\text{m}^2$. Le mode des guides élémentaires est elliptique.

Les réseaux de guides conçus pour fonctionner à 800 nm sont eux composés de 13 cœurs en 1D1/2 et de 81 cœurs (9×9) en 2D1/2 ; la distance inter-cœur est de $32\ \mu\text{m}$ pour les structures 1D1/2 ainsi que pour le 2D1/2 ce qui conduit à un coefficient de couplage de 27 m^{-1} en horizontal, 35 m^{-1} en vertical ($L_c= 5,8$ et $4,5\text{ cm}$ respectivement). Leur longueur est de 10 cm .

c) Banc de caractérisation (IAP Jena)

A cause de la présence de liaisons OH, le processus d'écriture génère des défauts cristallins (centres de trous d'oxygène non pontés que l'on trouve plus communément dans la littérature sous l'acronyme NBOHCs (non-bridging oxygen hole centers)) qui fluorescent à 650nm lorsqu'ils sont éclairés à 632nm [Dreisow 2008]. Cette propriété est mise à profit pour visualiser transversalement les réseaux 1D1/2 (voir figure 2.15 en vue de dessus).

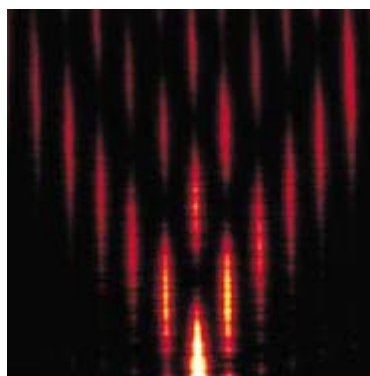


figure 2.15 : Image par fluorescence en vue de dessus d'un système discret grâce au banc de visualisation présenté figure suivante.

Un faisceau HeNe est injecté dans un cœur du réseau. Un objectif de microscope ($\times 5$; $\text{ON}=0,13$) collecte la fluorescence émise transversalement. Cet objectif image une portion

transverse de la figure de diffraction discrète sur une camera CCD. Puis en translatant la caméra, il est possible de reconstruire l'ensemble de la figure de diffraction discrète en vue de dessus tranche par tranche. Cette technique d'observation n'est cependant plus possible sur un composant 2D1/2. D'autre part, la fluorescence qui sert à former cette image disparaît quelques semaines après la fabrication du composant.

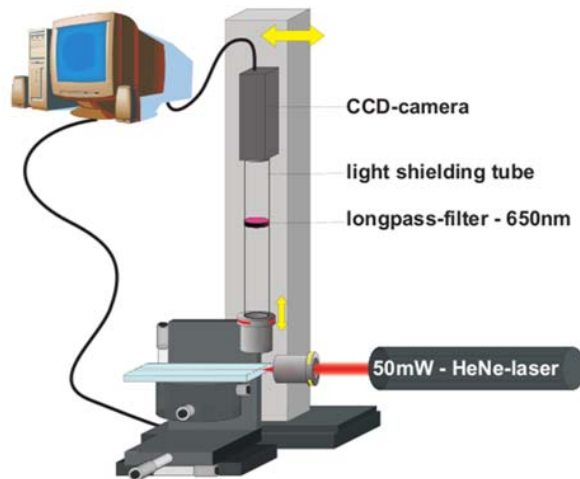


figure 2.16 : banc de visualisation par fluorescence des figures de diffraction discrète ; l'image est reconstruite à partir du balayage de la camera CCD (extrait de [Dreisow 2008]).

2. Réalisation de la lentille discrète

Deux options se présentent :

➤ *1ère option : construction d'un système hétérogène* dans lequel la lentille discrète est disjointe des deux guides discrets réalisés séparément par la technique précédente : la lumière émerge du premier guide ; elle est ensuite modulée par la lentille discrète en espace libre ; puis elle est injectée dans le deuxième guide discret.

Cette lentille discrète imageuse peut prendre la forme d'un prisme discret comme l'illustre la figure 2.17. En effet, nous savons que la lentille discrète requise pour l'imagerie discrète est un masque de phase $\pi 0 \pi 0 \pi 0 \pi 0 \pi 0 \pi 0$ etc... ce qui correspond de façon équivalente à une succession croissante de multiples de π .

Ce composant peut être réalisé sur un substrat transparent par holographie, par un procédé chimique humide ou encore par inscription par faisceau d'électron (par exemple par la société finlandaise Nanocomp).

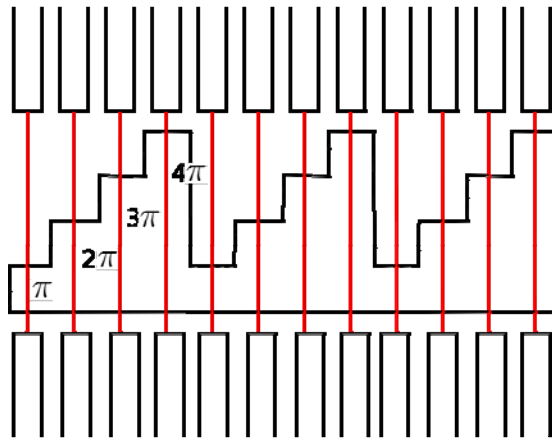


figure 2.17 : exemple de prisme discret pour le masquage. Les épaisseurs correspondantes à un déphasage d'un nombre pair (respectivement impair) de fois π sont équivalente au 0 (respectivement π) du masque $\pi 0 \pi 0 \pi 0 \pi 0 \pi 0 \pi 0$.

Une autre solution passe par l'utilisation d'un masque de phase actif. Une matrice de cristaux liquides fonctionnant en modulateur de phase spatiale constitue un bon candidat pour réaliser cette opération. La démonstration d'un effet de focalisation discrète qui sera l'objet du Chapitre 3 de ce mémoire fait justement usage de ce composant. Cette solution est particulièrement adaptée au cas de composants discrets inhomogènes comme nous le verrons par la suite (voir Chapitre 2 V).

Cette architecture dans laquelle la lentille discrète est disjointe des guides discrets n'a pas été retenue pour la démonstration de l'imagerie discrète car une solution plus simple existe comme nous allons le voir.

➤ *2^{ème} option : construction d'un système intégré entièrement en optique guidée.*

Cette solution a été retenue. Je présente à la suite deux solutions en optique intégrée.

a) Courbure d'un guide discret homogène unique

La courbure d'un guide d'onde par contrainte mécanique entraîne l'apparition d'un effet de phase transverse à cause de l'effet photo-élastique. On montre [Ulrich 1980] qu'il apparaît au sein du guide une variation transverse linéaire de l'indice de réfraction dépendant des propriétés photo-élastiques de la silice. Celle-ci est comprimée à l'intérieur de la courbure, dilatée à l'extérieur. Ceci se répercute sur les indices effectifs n_{eff} des cœurs du réseau discret sans modification des couplages inter-cœur. Pour un composant discret 1D1/2 se situant dans le plan xz (z axe de propagation) considérons une courbure ayant lieu dans le plan du réseau. Dans ces conditions :

$$n_{eff}^{sous\ contrainte}(x) = n_{eff}^{hors\ contrainte} \cdot \left(1 + \alpha \frac{x}{R}\right) \quad (15)$$

R désigne le rayon de courbure. x repère la position des cœurs du réseau discret. α dépend des propriétés photo-élastiques de la silice ($\alpha = 0.78$ pour la silice) [Renner 1992]

- *Application d'une contrainte localisée au centre du guide discret :*

Lorsque la longueur de la zone de contrainte est faible devant la longueur de couplage du réseau discret et pour une valeur particulière du rayon de courbure R il est possible d'imposer le fonctionnement d'imagerie discrète décrit au I.

- *Application d'une contrainte uniforme sur toute la longueur du guide :*

Un effet d'imagerie discrète est alors également possible (pour une valeur plus faible de R). Dans ce cas la situation est similaire à l'application d'un gradient thermique transverse [Pertsch 1999]. L'imagerie est alors due aux oscillations de Bloch de l'onde discrète (ce qui s'écarte notablement du fonctionnement décrit au I). L'équation de propagation 1D1/2 discrète devient alors :

$$\frac{dE_i}{dz} = j K (E_{i+1} + E_{i-1}) + j \Delta\beta_i^{sous\ contrainte} \cdot E_i \text{ avec } \Delta\beta_i^{sous\ contrainte} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}^{hors\ contrainte} \alpha \frac{x_i}{R} \quad (16)$$

L'application d'une valeur particulière de R permet d'imposer l'effet de phase adapté à la formation d'une image discrète :

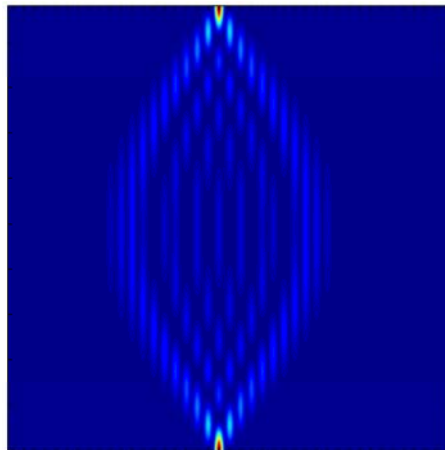


figure 2.18 : Imagerie par courbure d'un guide discret homogène. Simulation numérique des oscillations de Bloch de l'onde discrète. La courbure impose une variation transverse linéaire des constantes de propagation distribuée sur toute la longueur du guide. Longueur du guide $L = 0.5$ m, distance inter-cœur $d = 7 \mu\text{m}$ et $\lambda = 830$ nm, $R = \frac{2d n L \alpha}{\lambda} = 9,6$ m.

Cet effet est applicable à un réseau 2D1/2 à maille cubique par application d'une courbure particulière en dehors des plans principaux du réseau.

b) Masque segmenté réalisé par inscription femtoseconde

Le principe de ce masque segmenté [Longhi 2008b] (qui a été retenu pour la démonstration expérimentale de l'imagerie discrète) est représenté schématiquement sur la figure 2.19.

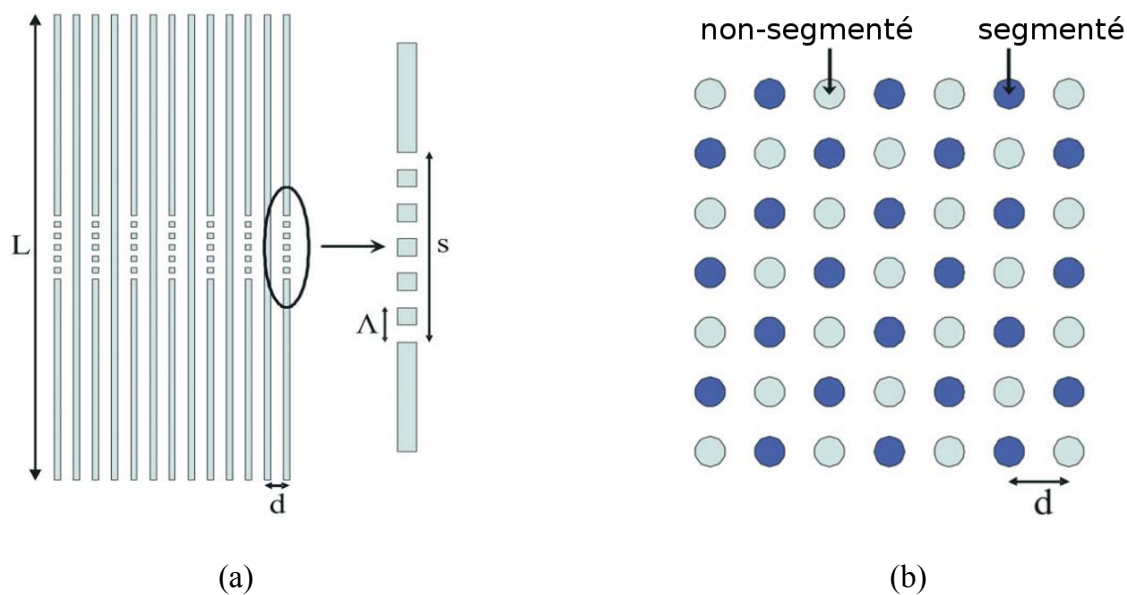


figure 2.19 : (a) Schéma de la segmentation en 1D1/2, avec L la longueur du système, d l'espacement entre coeurs, s la longueur de segmentation et Δ le pas de la segmentation ; (b) allure de la segmentation en 2D1/2. Les zones modifiées sont de même longueur que les zones non modifiées.

L'effet de phase est ici du à une interruption localisée par petits segments de certains coeurs du réseau de guides couplés :

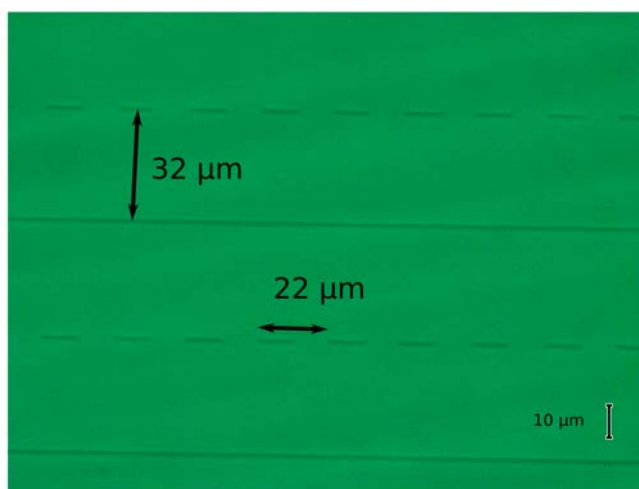


figure 2.20 : Image en vue de dessus au microscope optique de la zone segmentée. La longueur de la zone segmentée est égale à 2,6 mm.

Cette structuration est introduite dès la fabrication par inscription femtoseconde du réseau. Sur une zone localisée, se trouvant au milieu du composant, un cœur sur deux est segmenté. Ceci modifie localement l'indice effectif des cœurs segmentés ce qui induit l'effet de phase recherché. L'effet d'imagerie est obtenu lorsque le déphasage entre cœurs segmentés et cœurs non segmentés vaut :

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{\lambda}(n - n')s = \pi \quad (17)$$

n et n' étant respectivement les indices effectifs des portions modifiées et non modifiées. Les zones modifiées sont de même longueur que les zones non modifiées. La longueur totale s de la zone segmentée doit être plus petite que la longueur de couplage du réseau discret : $s \ll L_c$. La longueur des portions non modifiées (i.e. $\Lambda/2$) doit être très inférieure à la longueur de Fresnel du mode guidée afin d'éviter les pertes par diffraction.

Comme nous allons le voir au paragraphe suivant, cette technique est applicable à la fois pour des structures 1D1/2 et 2D1/2.

III. Démonstration expérimentale de l'imagerie discrète

1. Imagerie discrète 1D1/2

Les résultats expérimentaux qui sont présentés dans ce paragraphe III sont le fruit de la collaboration entre l'IAP (Jena) et l'Institut de Recherche XLIM (Limoges). Les résultats relatifs à la longueur d'onde de 632 nm ont été obtenus à Jena par Alexander Szameit de l'IAP. J'ai réalisé les expériences à la longueur d'onde de 800 nm à Limoges au laboratoire XLIM. J'ai participé à l'étape de conception des composants et je me suis occupé des simulations numériques qui viennent en appui des résultats expérimentaux.

Une première expérience a été menée à la longueur d'onde de 632 nm pour des composants 1D1/2 possédant 13 cœurs ; la distance inter-cœur est de $16\mu\text{m}$ ($K=105\text{m}^{-1}$, $L_c=15\text{mm}$) ; la longueur du composant est égale à 50 mm.

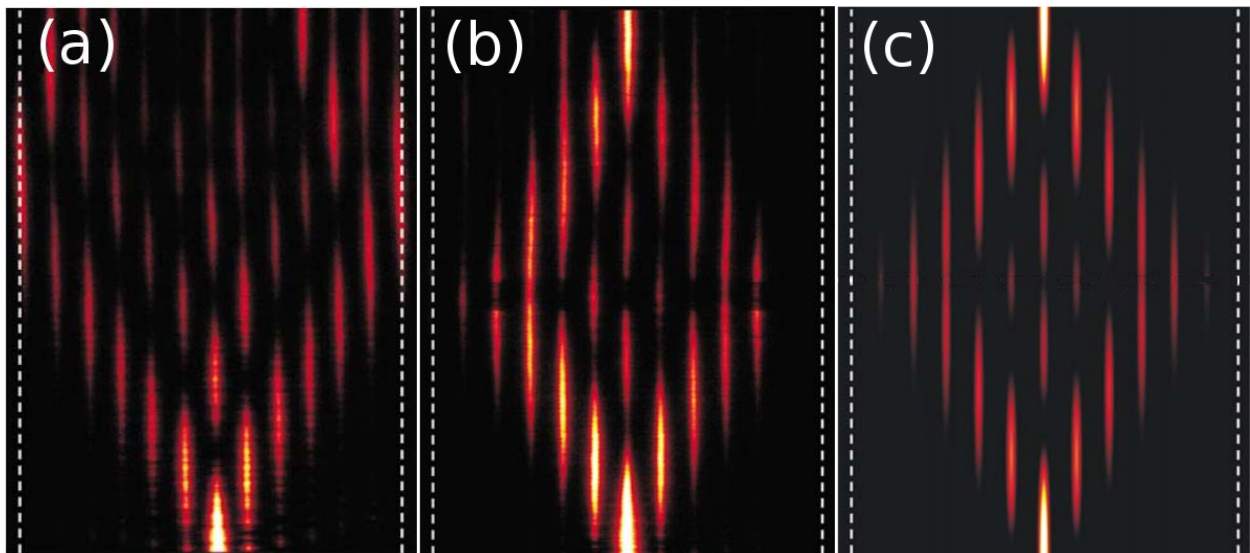


figure 2.21 : Démonstration expérimentale de l'imagerie discrète (a) Résultats expérimentaux de propagation dans un système discret sans segmentation ; (b) Démonstration expérimentale de l'effet d'imagerie discrète dans un système 1D1/2 avec segmentation ; (c) Simulation numérique du cas (b) ($K = 105\text{m}^{-1}$, $L_c = 15 \text{ mm}$, $L = 50 \text{ mm}$, $\lambda = 632 \text{ nm}$). Les traits blancs pointillés représentent les limites du guide discret.

On constate que les résultats expérimentaux sont très proches des simulations. Ceci confirme la très grande qualité des composants discrets réalisés par inscription femtoseconde. Sur la figure (b), la segmentation est visible en milieu de système.

Afin de confirmer que cette imagerie est invariante par translation et qu'elle n'est pas affectée par les effets de bords, nous avons fait l'expérience dont les résultats apparaissent sur la figure 2.22 : la lumière est injectée dans un guide en bordure du réseau (a) dans un système discret sans segmentation puis dans un système avec segmentation (b). Nous pouvons conclure expérimentalement que le système imageur n'est pas pris en défaut par une propagation de la lumière près des bords contrairement à d'autres méthodes d'imagerie (voir références bibliographiques en début de Chapitre 2). La simulation (c) appuie ces observations.

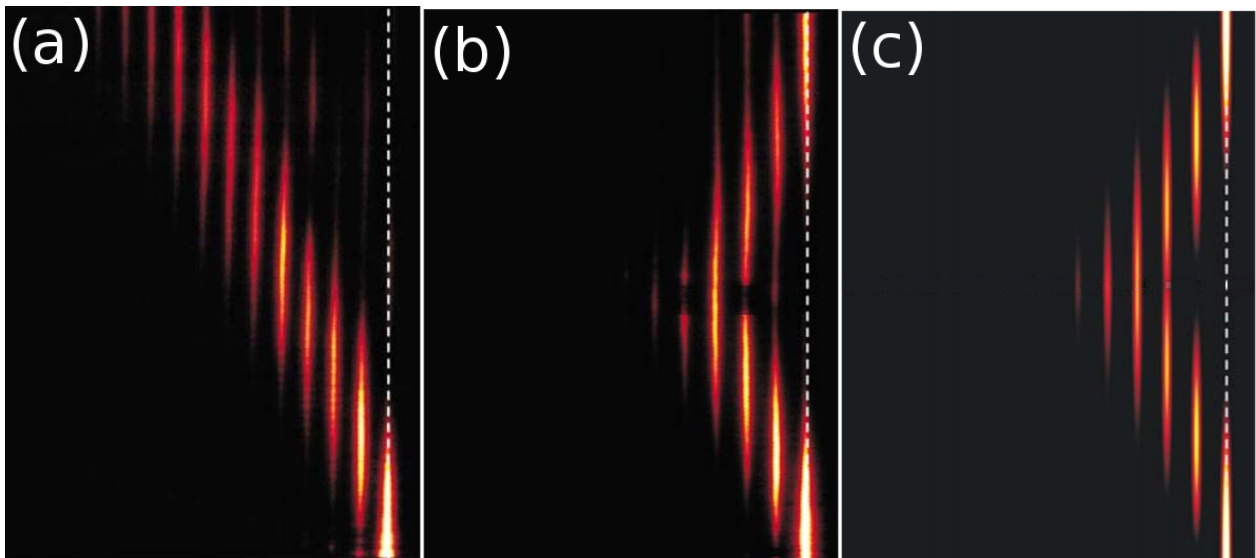


figure 2.22 : Mise en évidence expérimentale de l'insensibilité du système imageur aux effets de bords (a) Propagation de la lumière dans un système discret sans segmentation avec une excitation en bordure de système. La lumière est « réfléchi » par le bord du système (trait blanc pointillé) ; (b) système imageur avec segmentation, on constate une insensibilité de l'architecture aux effets de bords ; (c) simulation numérique du cas (b) ($K=105\text{m}^{-1}$).

Ces deux expériences ont fait l'objet d'une publication commune avec l'IAP [Szameit 2008].

Dans un deuxième temps, nous avons réalisé à Limoges des expériences d'imagerie discrète à la longueur d'onde de 800 nm grâce à un oscillateur au saphir dopé titane. Des expériences en continu et en régime femtoseconde ont eu lieu. Les composants discrets sont différents de ceux utilisés à 632 nm. Voici leurs caractéristiques : les réseaux de cœurs conçus pour fonctionner à 800nm possèdent 13 cœurs, une distance inter-cœur de $32\mu\text{m}$ ($K = 27\text{m}^{-1}$, $L_c = 5,8$) et une longueur de 10 cm.



figure 2.23 : (gch) Résultats expérimentaux de propagation discrète à la longueur d'onde de 800 nm. Distribution d'intensité en sortie de réseau de guides couplés sans segmentation (cœur excité encerclé en blanc) (dr.) Démonstration expérimentale de l'imagerie discrète à 800 nm en continu. Distribution d'intensité en sortie de système imageur avec segmentation.

Sans segmentation, la distribution d'intensité est dissymétrique. L'injection a eu lieu sur un cœur proche du bord (cœur 4 en partant de la droite). En conséquence, après réflexion sur le bord droit du réseau, l'énergie s'est accumulée sur les cœurs 1 et 2.

Avec segmentation l'imagerie est quasi-parfaite malgré la présence du bord du réseau. Les résultats obtenus en régime continu et en régime d'impulsions brèves à large spectre (100 fs, 10 nm, oscillateur MIRA (COHERENT, USA)) sont identiques. Nous reviendrons ultérieurement sur le régime impulsionnel pour un spectre de 10 nm.

Enfin nous avons testé le composant imageur sur bande spectrale encore plus grande. Nous disposons depuis peu d'un oscillateur femtoseconde au saphir dopé titane de type MICRA (COHERENT, USA) capable de délivrer des impulsions dont le spectre peut être ajusté de 20 à plus de 1000 nm. Il est à noter que l'oscillateur MICRA peut fonctionner en continu ce qui a donné le résultat de la figure 2.24 (a). Cependant la focalisation est dans ce cas moins parfaite qu'avec le MIRA en continu. Ceci vient du fait que la longueur d'onde en continu du MICRA n'est pas accordable contrairement au MIRA. Elle vaut 830 nm ce qui s'écarte de la longueur d'onde optimale pour laquelle le composant discret imageur a été fabriqué (i.e. 800 nm).

Pour quantifier la qualité de l'imagerie discrète, nous avons introduit un coefficient analogue au rapport de STREHL (ce dernier est surtout utilisé en astronomie mais aussi parfois dans le secteur des impulsions brèves). Ce coefficient est défini de la façon suivante :

$$R_s = \frac{P_{i_o}}{\sum_{i=0}^n P_i} \quad (18)$$

avec P_{i_o} la puissance moyenne dans le cœur cible, n le nombre de cœurs du guide discret.

Ce rapport nous renseigne sur la qualité de l'architecture. La situation vers laquelle nous souhaitons tendre est un rapport égal à 1.

Nous remarquons sur la figure 2.24 (b) et (c) que l'imagerie discrète fonctionne toujours en régime impulsionnel avec un spectre aussi large que 50 et 95 nm. Cependant on constate que l'influence néfaste du chromatisme de la segmentation et de celui des couplages inter-cœur commencent à être visibles. Nous discuterons ce point plus tard (paragraphe IV. 3. b. iii.).

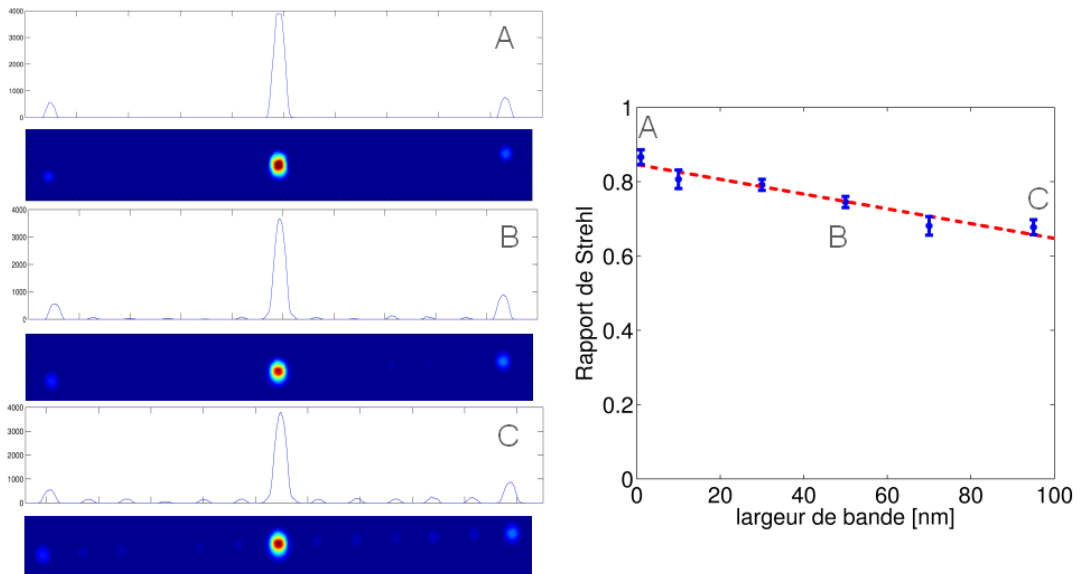


figure 2.24 : Résultats expérimentaux d'imagerie discrète en large spectre (A) en régime continu à la longueur d'onde de 830 nm (B) en régime impulsionnel pour un spectre de 50nm (C) pour un spectre de 95nm. L'imagerie discrète fonctionne toujours en large spectre néanmoins la dégradation atteste d'une faible sensibilité du système au chromatisme de la segmentation et des coefficients de couplages inter-cœur.

2. Imagerie discrète 2D1/2

Les expériences suivantes montrent que l'architecture d'imagerie discrète est applicable au cas d'un réseau cubique 2D1/2. Dans ce cas-là, la segmentation a été introduite un cœur sur deux et selon des directions orthogonales. La longueur d'onde de travail vaut 632 nm, les caractéristiques du guide sont : une maille cubique 7×7 , une distance inter-cœur de $20 \mu\text{m}$ ($K_h=47.6\text{m}^{-1}$ $K_v=95\text{m}^{-1}$), une longueur de 5 cm. La figure 2.25 permet de comparer la propagation de la lumière dans un réseau sans segmentation ((a) expérience, (b) simulation) avec la propagation dans un réseau avec segmentation (c).

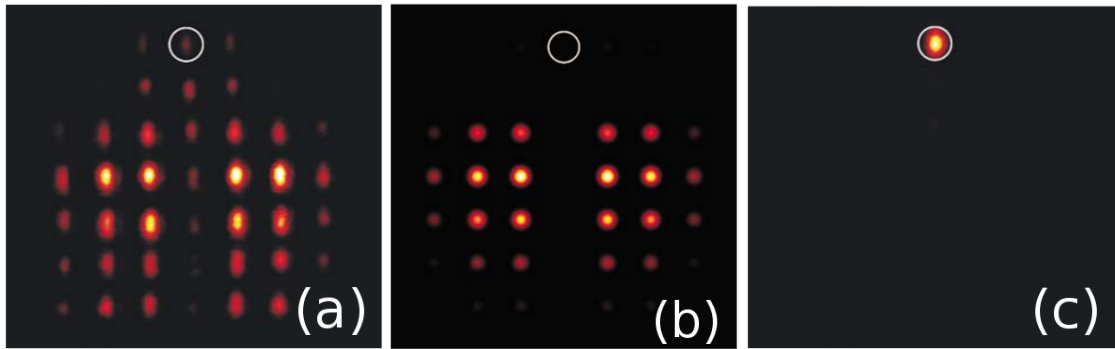


figure 2.25 : (a) profil en intensité à la sortie d'un réseau 2D1/2 de guides couplés sans segmentation à $z=L/2$; (b) simulation numérique du cas (a) ; (c) intensité en sortie du système imageur à $z=L$. Le cœur d'injection est encerclé en blanc. Le résultat (c) prouve l'insensibilité aux effets de bord de l'architecture proposée.

Le système est, comme prévu, insensible aux effets de bord (cœur d'injection encerclé en blanc). L'énergie s'est réfléchiée sur la limite supérieure du réseau de cœurs, c'est pourquoi elle est concentrée sur des cœurs relativement éloignés de celui d'injection. Sur les enregistrements expérimentaux (a), nous reconnaissons le caractère elliptique du mode des cœurs. La distribution d'intensité calculée en (b) ne fait pas apparaître cette forme elliptique puisque pour la simulation le niveau d'intensité d'un cœur donné est représenté par un unique nombre (cf Chapitre 1 IV 2).

Nous présentons à la figure 2.26 le cas d'une injection à proximité d'un coin du réseau. Le système est toujours efficace.

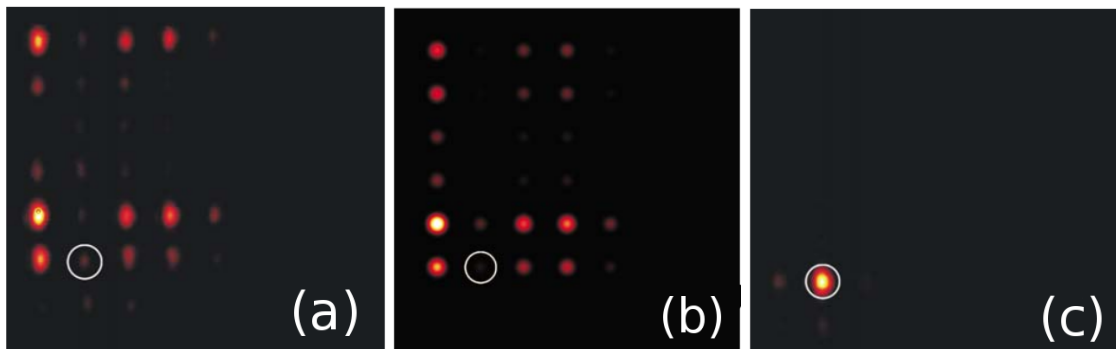


figure 2.26 : (a) Résultat expérimental de propagation discrète dans un guide 2D1/2 non segmenté avec excitation dans un coin. Distribution d'intensité à la sortie du réseau. (b) Simulation numérique du cas (a). (c) Démonstration expérimentale de l'imagerie discrète 2D1/2 avec excitation dans un coin du réseau. Distribution d'intensité en sortie du composant. Le cœur d'injection est encerclé en blanc.

La figure 2.27 présente un résultat similaire au précédent avec un réseau présentant un plus grand nombre de cœurs : maille cubique 9×9 , distance inter-cœur de $32 \mu\text{m}$ ce qui conduit à un coefficient de couplage de 27m^{-1} en horizontal et 35m^{-1} en vertical ($L_c = 5,8$ et $4,5 \text{cm}$), longueur de 10cm .

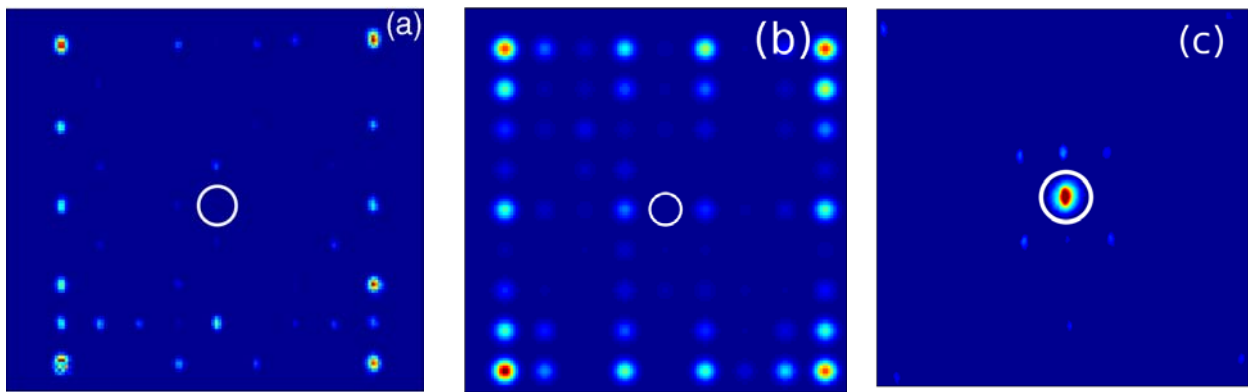


figure 2.27 : (a) Expérience de propagation discrète 2D1/2 à 800 nm dans un réseau à 81 coeurs. Profil en intensité à la sortie d'un réseau de coeurs couplés sans segmentation ; (b) Simulation numérique du cas (a) ; (c) Démonstration expérimentale de l'imagerie discrète dans un réseau à 81 coeurs. Distribution d'intensité en sortie du système imageur. Pour les trois cas, le coeur d'injection est le coeur central. Le rapport de Strehl (R_s) qui est le rapport entre la puissance présente dans le coeur où a lieu la focalisation et la puissance totale de sortie (la définition sera précisé dans le chapitre 3) vaut en 0.83 en (c).

On reconnaît une certaine similitude entre l'enregistrement expérimental (a) et la distribution simulée (b). Cependant l'accord n'est pas parfait.

La valeur élevée du rapport de Strehl ($R_s = 0.83$) confirme cette idée puisque ce rapport s'écarte nettement de 1 ce qui n'était pas le cas pour les guides plus court et possédant moins de coeurs. Cette structure à grand nombre de coeurs présente donc quelques inhomogénéités.

J'ai à nouveau comparé le comportement du système imageur en continu et en régime impulsionnel (uniquement 100 fs, 10 nm cette fois). Nous remarquons sur la figure 2.28 que là encore l'imagerie discrète fonctionne toujours en régime impulsionnel. Ces résultats ne sont pas optimaux car ils correspondent à une segmentation non-optimale néanmoins ils traduisent le fait que, le spectre étant moins large (10nm) que dans le cas 1D1/2 (cf figure 2.24), le chromatisme de la segmentation et celui des couplage ne parviennent pas à dégrader l'imagerie discrète.

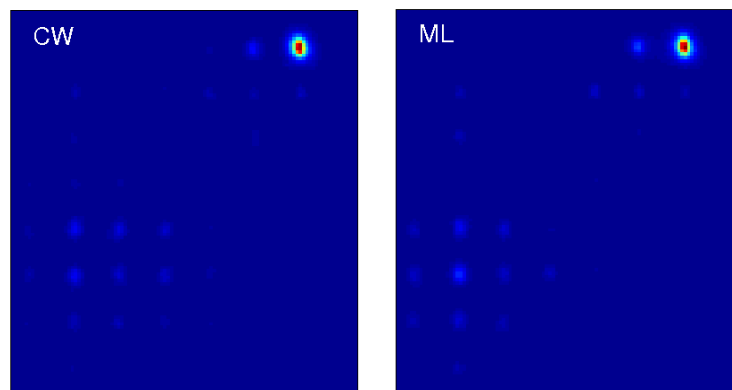


figure 2.28 : Résultats expérimentaux d'imagerie discrète en régime continu à gauche ($R_s=0.53$) et en régime impulsionnel (100fs, 10nm, $R_s=0.5$) à droite. L'architecture fonctionne toujours en régime impulsionnel, elle ne souffre pas du chromatisme de la segmentation et des couplages.

Des mesures pour de très larges spectres avec l'oscillateur MICRA sont en cours.

IV. Déport d'impulsions brèves et intenses à l'aide d'un système discret imageur

1. Problématique liée à l'acheminement d'impulsions brèves et intenses par guide d'onde

La propagation d'impulsions brèves et intenses dans des guides d'onde s'accompagne d'effets linéaires de dispersion chromatique et d'effets non linéaires de type Kerr. Ces effets distordent l'impulsion qui parvient allongée et déformée et d'amplitude réduite à l'extrémité du guide d'onde. A cet endroit, l'interaction non linéaire de l'impulsion avec la matière comme par exemple des tissus biologiques en endomicroscopie non linéaire [Lelek 2006] est alors très affaiblie.

Afin d'augmenter l'intensité de l'impulsion délivrée en bout de guide d'onde deux stratégies sont applicables :

- précompensation des effets linéaires et non linéaires du guide d'onde [Lelek 2006].
- recherche de guides d'onde innovants possédant des propriétés dispersives et/ou non linéaires réduites.

Mon travail de thèse contribue à l'étude de la deuxième voie. Dans ce contexte il existe depuis peu des fibres à large aire modale et à non linéarité réduite [Ouzounov 2002] [Helmchen 2002]. Je vais montrer que le système imageur proposé ci-dessus présente naturellement la même propriété.

2. Non linéarité du système discret imageur

a) Etude numérique en régime continu

Dans un premier temps, j'ai étudié numériquement la propagation non linéaire en régime continu. La dispersion chromatique est alors absente et seul l'effet Kerr d'automodulation de phase doit être ajouté au modèle présenté au chapitre 1. L'équation de propagation devient alors :

$$\frac{dE_k}{dz} = j K (E_{k+1} + E_{k-1}) + j \gamma |E_k|^2 E_k \quad (19)$$

J'ai comparé numériquement le déphasage non linéaire, noté $\Delta\varphi_{NL}$, après propagation dans un unique cœur en absence de couplage ($K=0$) avec celui enregistré après propagation dans le système discret imageur ($K \neq 0$) sujet de ce chapitre.

Cette étude a été menée dans un premier temps à un niveau de puissance pour lequel le déphasage non linéaire dans le cas du guide à cœur unique vaut 1.2π , 2π et 4π radians pour une longueur de 1m. Dans ces conditions, j'ai tout d'abord constaté qu'à ce niveau de puissance le fonctionnement du composant imageur n'était pas perturbé. J'ai ensuite évalué le taux de la non linéarité d'un guide discret imageur en comparaison avec un guide à cœur unique :

$$\eta = \frac{\Delta\varphi_{NL_{K \neq 0}}}{\Delta\varphi_{NL_{K=0}}}$$

J'ai calculé η en fonction du nombre de cœurs éclairés en milieu de système,

en faisant varier le coefficient de couplage, pour une longueur de composant fixe. La **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** présente les résultats que j'ai obtenus. On constate que la réduction de non linéarité est environ deux fois plus importante en 2D1/2 par rapport au 1D1/2.

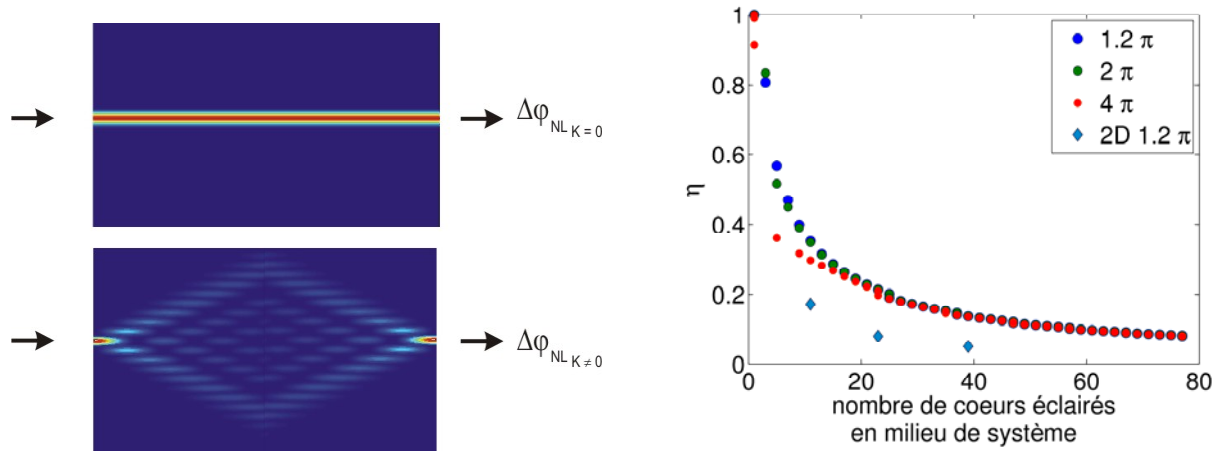


figure 2.29 : (gch.) Comparaison entre le cas où l'onde est confinée sur un seul cœur ($K = 0$) et celui où elle est répartie sur plusieurs ($K \neq 0$). (dr.) Evolution du taux de non linéarité η du système imageur en fonction du nombre de cœurs éclairés en milieu de système dans un réseau 1D1/2 pour différents niveaux de non linéarité (déphasages non linéaires valant 1.2π , 2π et 4π) et dans un réseau 2D1/2 (déphasage non linéaire de 1.2π). On constate une forte réduction des effets non linéaires dans le cas du système couplé imageur.

Nous constatons que le système discret imageur 1D1/2 permet de réduire les effets non-linéaires d'un facteur 5 lorsque le faisceau s'étale sur une vingtaine de cœurs au milieu du système par rapport à un guide à cœur unique. En 2D1/2, pour une vingtaine de cœurs (20×20) éclairés en milieu du système, la non linéarité du système imageur est 12 fois plus petite que celle d'un guide à cœur unique.

Lorsque la puissance dépasse un certain seuil correspondant à un déphasage non linéaire approximativement égal 6π rad pour 20 cœurs éclairés en milieu de système, j'ai constaté que le stigmatisme était dégradé. Pour une puissance encore supérieure le stigmatisme est perdu. (figure 2.30 (a)). Ce comportement s'apparente à un phénomène d'autofocalisation.

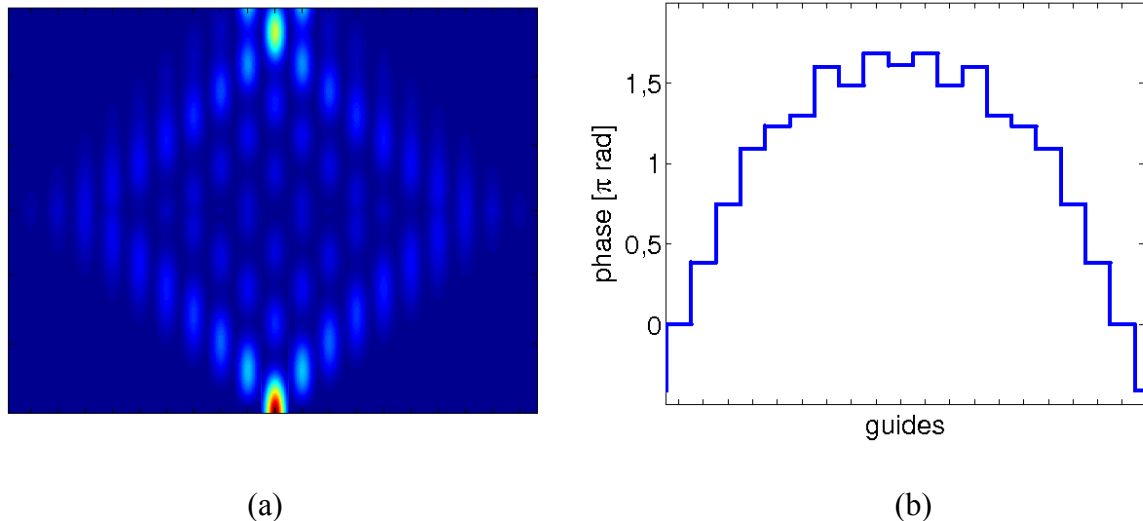


figure 2.30 : (a) En présence de fortes non-linéarités, l'imagerie discrète est aberrante. La focalisation a lieu en amont de la position en linéaire. (b) Front de phase en milieu de système en présence d'effets non linéaires forts. Le déphasage entre cœurs n'est plus égal à $\pm \pi/2$.

b) Mesure expérimentale de la non linéarité du système discret imageur en régime quasi-continu

J'ai effectué cette mesure au laboratoire CPMOH de l'Université de Bordeaux I à l'aide d'une chaîne amplifiée femtoseconde (800nm, 400μJ, 400Hz, 40nm) mise à notre disposition par Monsieur Jean OBERLE du groupe OPLA. Le montage expérimental qui a été utilisé est schématisé à la figure 2.31. Le faisceau a été injecté à l'aide d'une lentille de focale de 14.5 mm dans un guide à cœur unique puis dans un deuxième temps dans un coeur d'un réseau de cœurs couplés imageur présentant une segmentation. Le spectre est filtré en entrée sur une bande de 3 nm ce qui allonge les impulsions et permet de s'affranchir des effets de la dispersion chromatique. L'énergie des impulsions reste suffisante pour produire des effets non linéaires très visibles à l'aide de mesures spectrales. La durée d'impulsion est de l'ordre de 300 à 400 fs avec une énergie de l'ordre de 300 nJ au maximum. Le faisceau en sortie du guide d'onde sous test est collimaté par une lentille de 6.5 mm de focale avant d'être injecté dans une fibre d'amenée vers le spectromètre. Un trou de filtrage en sortie de guide sert à éliminer la lumière guidée par la gaine lors des mesures de puissance. Le spectromètre utilisé a été monté par nos soins. Il possède

IV. Déport d'impulsions brèves et intenses à l'aide d'un système discret imageur
 une résolution de 0.066 nm. Pour atteindre cette résolution nous avons utilisé un réseau à 1200 traits/mm et une barrette CCD de 3000 pixels et d'une lentille pour afficher le spectre de 300 mm de focale.

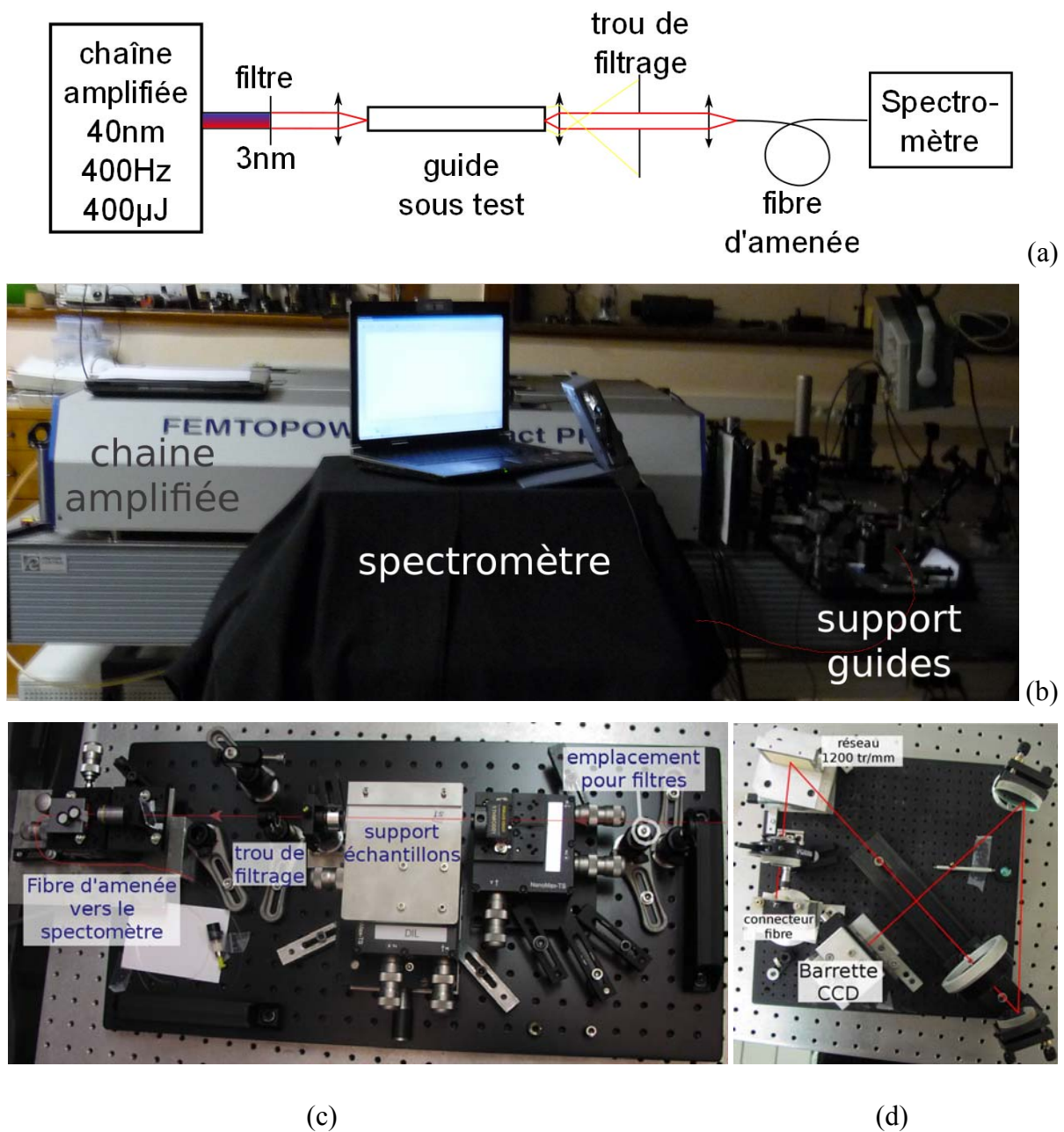


figure 2.31 : Dispositif expérimental destiné à la mesure de la non-linéarité du système imageur (a) schéma de principe de la mesure ; (b) vue globale de l'expérience réalisée au CPMOH ; (c) support des échantillons sous test – longueur de l'échantillon = 10 cm ; (d) spectromètre.

Un récapitulatif des données utiles est présenté dans le tableau suivant :

Guide :		
Longueur du guide	10 cm	mesurée
Longueur de couplage	4,5 et 5,8 cm	fourni par Jena
Nombre de cœur éclairés en milieu de système	9x9	
Pertes	0,55 dB/cm	fournies par Jena
Diamètre du mode en 1/e en champ	33,1 μm	fourni par Jena
Aire effective du mode	862 μm^2	calculé
Indice non linéaire d'un guide unique	$2,1 \cdot 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$	déduit des mesures de spectre et de puissance (cohérent avec les mesures réalisées à Jena)
Signal :		
Longueur d'onde de travail	800 nm	mesurée
Largeur du spectre en entrée	3,2 nm	mesurée
Durée d'impulsion	300 fs	déduit de la valeur précédente
Puissance maximale en sortie de guide	10 μW	mesurée
Largeur spectrale en sortie d'un guide unique	5,2 nm	mesurée
	soit	2,3THz
Intensité crête en entrée	13 GW/cm^2	déduit des mesures de sortie et des caractéristiques d'un guide unique

Les mesures d'élargissement spectral que j'ai obtenues sont reportées sur la figure 2.32.

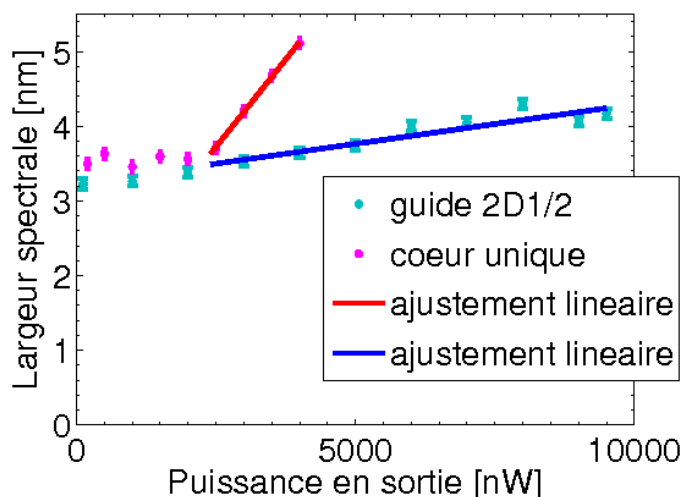


figure 2.32 : Elargissements spectraux dans un guide à cœur unique (en rose et rouge) et dans un système imageur 2D1/2 (en cyan et bleu) ; on relève un facteur 8,3 entre les pentes rouges et bleues.

La non linéarité des guides est proportionnelle à la pente de l'évolution de la largeur spectrale en fonction de la puissance dans la zone où l'élargissement a lieu (voir annexe D). On constate donc que la non linéarité mesurée du guide discret imageur est approximativement 8 fois plus petite que celle du guide à cœur unique.

J'ai également simulée cette situation, pour laquelle 9 cœurs sont éclairés en milieu de système, à l'aide du modèle 2D1/2 présenté ci-dessus. J'ai alors obtenu une réduction théorique de la non linéarité d'un coefficient 6. L'écart qui subsiste entre théorie et expérience peut s'expliquer par le fait que la simulation ne tient pas compte des pertes.

3. Modélisation de la propagation d'impulsions brèves dans un système discret

Je considère maintenant le cas d'impulsions brèves de durée 100 femtosecondes à spectre large (10 nm). Dans ce cas la dispersion de vitesse de groupe ne peut être négligée. L'étude de la propagation de ces impulsions dans le système discret imageur nécessite d'étendre le modèle de propagation qui doit maintenant tenir compte à la fois du domaine spatial mais aussi du domaine spectral et du domaine temporel. Pour cela, il nous a fallu associer le système des équations spatiales couplées présenté au Chapitre 1 à un algorithme de propagation d'impulsions brèves dans les guides d'onde, déjà présent au laboratoire [Lelek 2006]. Ce dernier simule la propagation d'une impulsion femtoseconde dans un guide d'onde en présence de dispersion et de non linéarité de type Kerr.

En 1D1/2, l'équation qui régit un système homogène parfait est la suivante:

$$\frac{\partial E_i}{\partial z} = j K (E_{i+1} + E_{i-1}) + j \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 |E_i|^2 E_i - j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} \quad (20)$$

n_2 désigne le coefficient non linéaire des cœurs ; $\beta_2 = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2}$ est le coefficient de dispersion de vitesse de groupe des cœurs ; β est la constante de propagation des cœurs.

Du point de vue spatial, il a également été nécessaire de tenir compte du chromatisme des coefficients de couplage de la structure discrète et du chromatisme de la segmentation.

a) **Algorithme « DTSD » : Dynamique Temporelle des Systèmes Discrets**

i) Paramètres d'entrée

Voici les paramètres d'entrée du modèle numérique :

- longueur d'onde centrale (par défaut 830nm)
- largeur du spectre (par défaut 10 nm)
- puissance moyenne injectée en entrée (<60 mW)
- fréquence de répétition (par défaut 75MHz)
- pré-modulation de l'impulsion (par défaut nulle)
- longueur du composant (par défaut 1m)
- nombre de cœur du guide discret N
- choix du cœur excité
- coefficients de couplage (K_i)
- désaccords éventuels des constantes de propagation ($\Delta\beta_i$)
- dispersion d'ordre 2 ($\beta_2=44000 \text{ fs}^2/\text{m}$, *i.e.* dispersion normale standard des fibres optiques à 800 nm).
- rayon de champ de mode à 1/e (=3 μm)
- indice non linéaire n_2 .
- pertes (par défaut nulles)

Chromatisme des couplages :

Le chromatisme des couplages a été évalué sur le cas simple du modèle de deux cœurs couplés (cœurs a et b). Le coefficient de couplage K_{ab} a été calculé à l'aide de la formule proposée par Reichenbach [Reichenbach 2007a] :

$$K_{ab} = \frac{\omega \epsilon_0}{4} (n_{\text{coeur}}^2 - n_{\text{gaine}}^2) \iint_{\text{surface a}} [E_r^b(r, \theta) E_r^a(r, \theta) + E_\theta^b(r, \theta) E_\theta^a(r, \theta) - E_z^b(r, \theta) E_z^a(r, \theta)] r dr d\theta \quad (21)$$

Dans la bande spectrale considérée, le profil de champ de mode varie peu en fonction de la longueur d'onde de telle sorte que la loi $K_{ab}(\lambda)$ est en première approximation linéaire. Les profils radiaux, azimutaux et axiaux de champ de mode, $E_r(r, \theta)$, $E_\theta(r, \theta)$, $E_z(r, \theta)$, ont été évalués à l'aide du logiciel COMSOL et grâce à l'aide de Yves Quiquempois du laboratoire PhLAM de l'Université Lille 1.

Par exemple, pour $K=10 \text{ m}^{-1}$ et $\lambda=830 \text{ nm}$, j'ai obtenu : $K(\lambda)=1,1.10^8 \times \lambda - 81,3 \text{ (m}^{-1}\text{)}$

Chromatisme de la segmentation :

J'ai négligé le chromatisme différentiel des indices effectifs des portions modifiées et non modifiées de la segmentation : $n(\lambda) - n'(\lambda) = \text{constante}/\lambda$. Le déphasage introduit par la segmentation un cœur sur deux vaut alors $\varphi_{\text{segmentation}} = \frac{\pi \lambda_o}{\lambda}$, λ_o étant la longueur d'onde pour laquelle la segmentation a été calculée.

ii) Structure de l'algorithme DTSD

L'algorithme est basé sur une méthode à pas alternés dite en anglais « Split-Step Method » [Agrawal 1989] : le guide d'onde est découpé en tranches de longueur Δz petites devant les trois longueurs caractéristiques que sont la longueur de dispersion ($L_D = \frac{\Delta t_o^2}{4 \ln 2 \times \beta_2}$, Δt_o étant la durée minimale de l'impulsion), la longueur non linéaire ($L_{NL} = \frac{\lambda_o}{2\pi n_2 \times I_{\text{max}}}$, I_{max} étant l'intensité instantanée maximale de l'impulsion) et la longueur de couplage de la structure discrète ($L_c = \frac{\pi}{2K}$).

Le calcul de l'évolution spatio-temporelle du champ électrique de l'onde sur un pas de longueur Δz se déroule en plusieurs étapes appliquées soit dans le domaine des fréquences

temporelles (dispersion chromatique et propagation discrète), soit dans le domaine temporel (non linéarité). Pour un pas Δz , il y a 2 deux étapes de dispersion et de propagation discrète ayant lieu chacune sur un demi-pas ($dz=\Delta z/2$) et il y a une seule étape non-linéaire s'effectuant sur le pas entier ($dz'=\Delta z$). On montre que cette procédure améliore la précision du calcul.

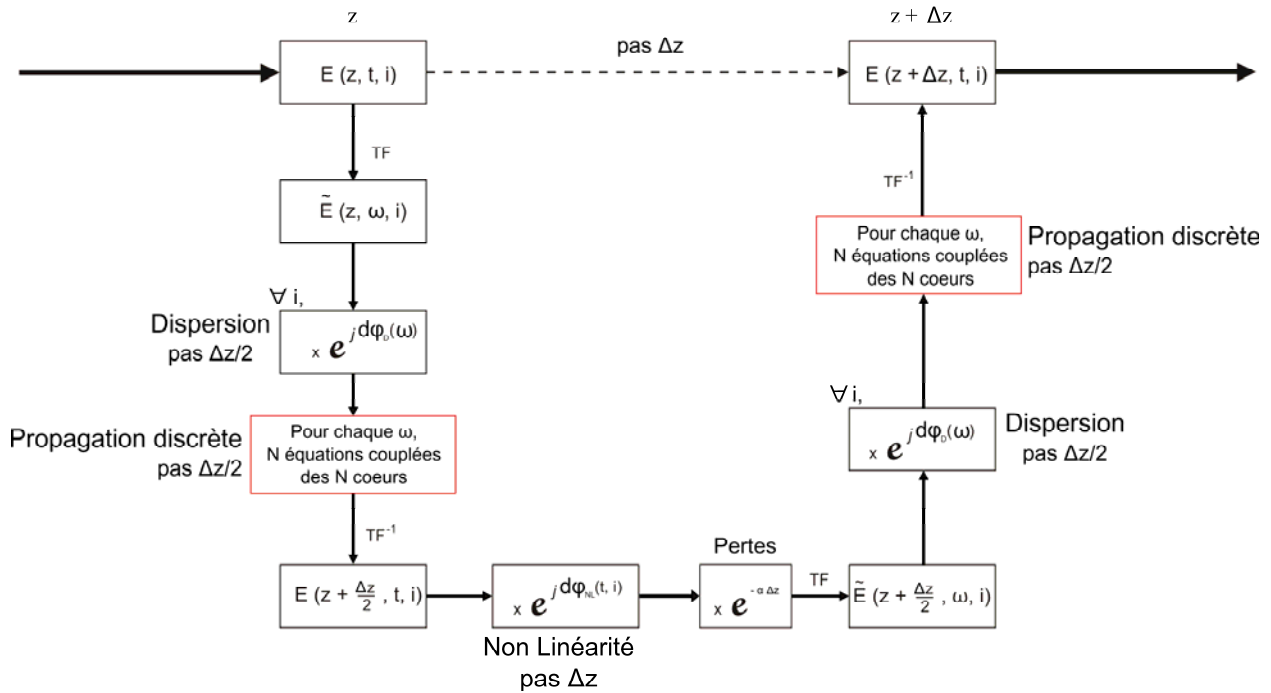


figure 2.33 : Synoptique de l'algorithme DTSD utilisant la méthode à pas alternés

L'inconnue principale est la matrice $E(z, t, i)$ de dimension (P, n, N) , P étant le nombre de pas de longueur Δz qui composent le système discret de longueur L ($P=L/\Delta z$), n étant le nombre d'échantillons temporels (ou spectraux) et N étant le nombre de cœurs du réseau discret.

b) Déport d'impulsions brèves et intenses par système discret imageur

i) Position du problème

On s'intéresse à l'acheminement d'impulsions brèves et intenses par guide d'onde. L'objectif est de produire en bout de guide d'onde des impulsions les plus brèves et les plus intenses possible en vue d'applications telles que, par exemple, l'endomicroscopie non linéaire.

IV. Déport d'impulsions brèves et intenses à l'aide d'un système discret imageur

Dans ce cadre nous allons comparer à nouveau le cas d'un guide d'onde standard à cœur unique à celui du composant discret imageur à cœurs multiples couplés. Nous allons montrer par simulation numérique que la non linéarité réduite de ce dernier, qui a été démontré au IV 2°), est alors un atout important.

Quel que soit le guide d'onde il est tout d'abord indispensable de pré-compenser les effets de la dispersion chromatique normale de ce dernier. Pour cela l'impulsion doit-être préalablement dispersée anormalement à l'aide d'une ligne dispersive se trouvant en amont du guide d'onde. Cette ligne dispersive sera par exemple constituée d'une paire de réseaux de diffraction dont la contribution a été ajoutée au modèle numérique. Le réglage de la ligne dispersive dépend de la longueur du guide et de sa dispersion de vitesse de groupe ($\beta_2=+44000$ fs²/m).

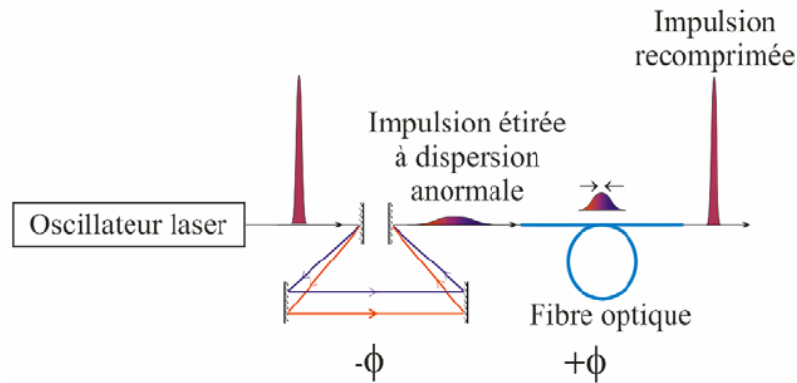


figure 2.34 : Synoptique de l'algorithme DTSD utilisant la méthode à pas alternés

Le comportement attendu est alors un effet de compression temporelle à l'intérieur du guide d'onde et la production d'une impulsion compressée de durée minimale à l'extrémité du guide. Ce schéma fonctionne parfaitement à faible puissance quel que soit le guide.

A un niveau de puissance supérieur correspondant à une énergie par impulsion voisine de 1 nJ pour des impulsions de 100 fs, l'effet non linéaire d'automodulation de phase de type Kerr apparaît dans le guide d'onde. On montre que l'action de cette non linéarité positive sur l'impulsion dispersée négativement se traduit par une compression spectrale du signal [Clark 2001] [Lelek 2006]. Cette réduction de la largeur spectrale du signal est alors synonyme d'un accroissement de la durée et d'une réduction de l'intensité crête de l'impulsion comprimée en bout de guide d'onde. Nous allons montrer que la non linéarité réduite du guide discret permet de réduire très fortement ce processus délétère.

De façon arbitraire, j'ai choisi de présenter l'étude numérique d'un composant imageur beaucoup plus long ($L = 1$ m) que celui utilisé pour la validation expérimentale précédemment présentée ($L = 10$ cm). La possibilité de disposer d'un composant discret long sera discuté dans

la suite de ce manuscrit. L'étude de composants courts nous a semblé trop restrictive du point de vue des applications potentielles ultérieures qui pourraient tirer parti de cette solution originale pour le déport d'impulsion. L'étude d'un composant métrique permet par exemple d'évaluer l'intérêt de cette solution en vue de son application future à l'endomicroscopie non linéaire.

ii) Régime linéaire

J'ai tout d'abord effectué le réglage du modèle à faible puissance (≈ 10 pJ, 100 fs).

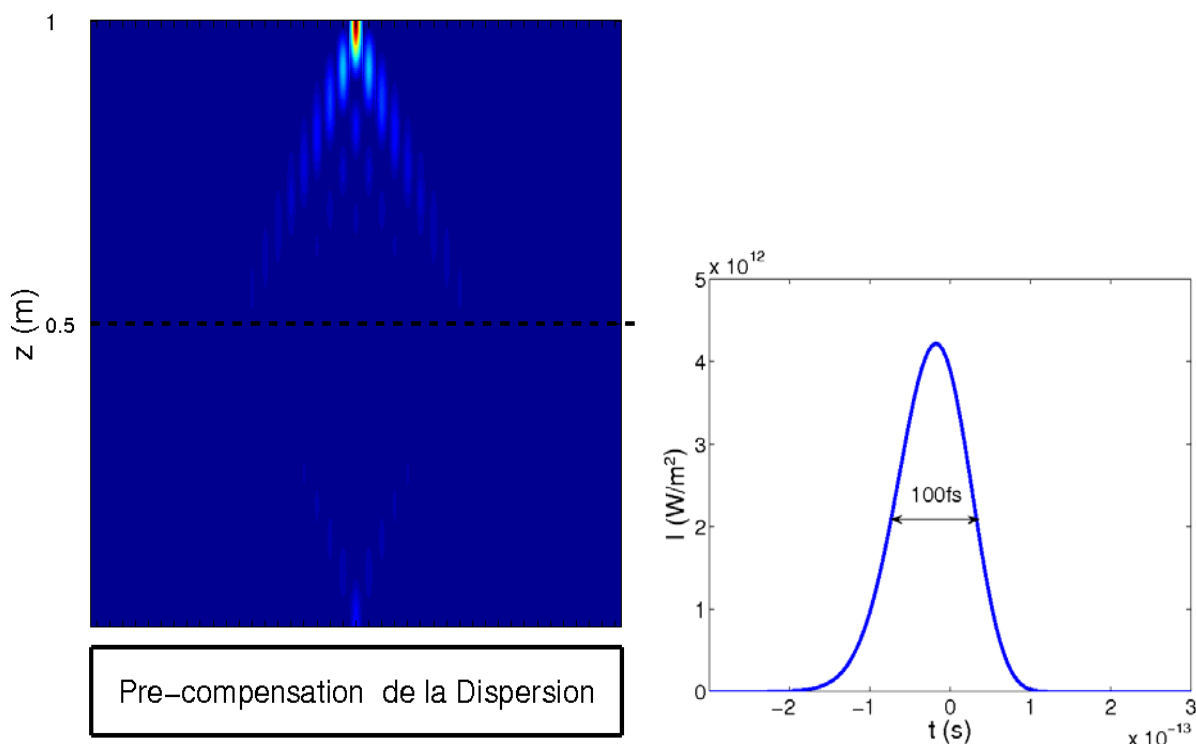


figure 2.35 : (gch.) imagerie discrète en régime large spectre (10nm@830nm) en linéaire (énergie 7 pJ) pour $K = 9,24\text{m}^{-1}$; rayon de champ de mode à 1/e de 3 microns ; distance entre les réseaux 1,32 cm ; (dr.) impulsion comprimée en sortie de système.

L'impulsion préalablement dispersée est d'intensité instantanée plus faible à l'entrée du guide discret, ce qui explique la dissymétrie entre la première et la deuxième partie du système discret. Dans cette situation les compressions temporelle et spatiale sont parfaites. L'impulsion de sortie est identique à l'impulsion initiale conformément à ce qui se passerait dans un guide à cœur unique (v.figure suivante).

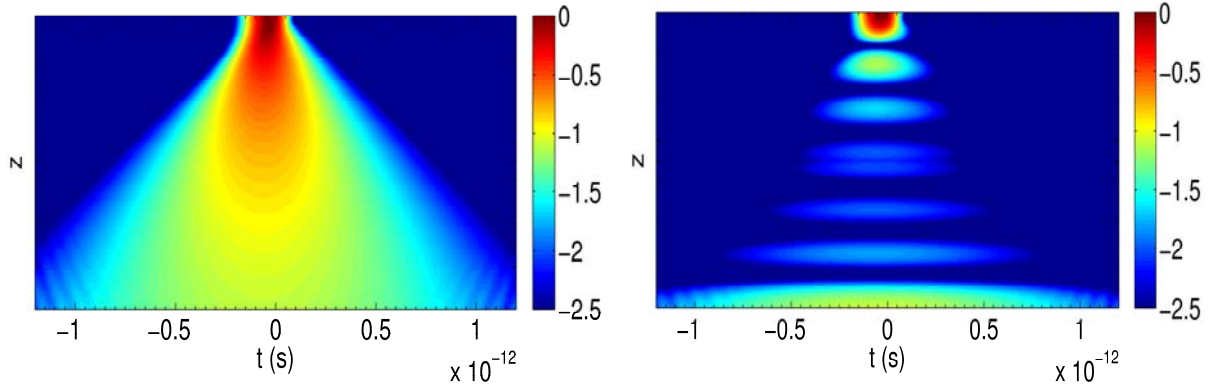


figure 2.36 : comparaison du transport d'impulsion entre un guide unique (gch.) et un guide discret (dr.) en régime linéaire. Seul le cœur central du guide discret est ici représenté à droite. L'intensité est représentée en échelle logarithmique ($\log_{10}(I(z,t)/I(z=1m,t=0s))$)

On constate ainsi que l'imagerie discrète est applicable au cas d'un signal à spectre relativement large (10 nm). Ceci est cohérent avec les relevés expérimentaux effectués pour un composant plus court (voir III 1°) et 2°). Les effets du chromatisme de la propagation discrète (chromatisme du coefficient de couplage) et de la segmentation sont donc faibles. Ils ne sont pas visibles sur la figure précédente.

Je ne suis pas parvenu à mettre en évidence l'effet du chromatisme de la segmentation. Ceci est cohérent avec le fait que la variation de la phase de la lentille discrète ($\varphi_{\text{Segmentation}} = \frac{\pi \lambda_0}{\lambda}$) de part et d'autre du spectre est très faible :

$$\frac{d\varphi_{\text{Segmentation}}}{\varphi_{\text{Segmentation}}} = \frac{d\lambda}{\lambda_0} = \frac{10 \text{ nm}}{830 \text{ nm}} = \frac{1}{83} \Rightarrow d\varphi_{\text{Segmentation}} = \frac{1}{83} \times \varphi_{\text{Segmentation}} = \frac{\pi}{83}$$

L'effet du chromatisme du coefficient de couplage est quant à lui visible en examinant l'onde au milieu du système discret. La figure 2.37 présente la distribution transverse d'intensité à mi-parcours, juste avant la segmentation, en fonction de la longueur d'onde, respectivement (a) sans dispersion des couplages, (b) pour une dispersion des couplages réaliste calculée par la méthode présentée dans ce chapitre au IV3°)a) et enfin (c) pour une dispersion des couplages fictive 10 fois supérieure à la normale. Nous constatons en (b) que le comportement du système réel est

proche de ce qui se passerait si le chromatisme des couplages était totalement absent (cas (a)). Pour une dispersion des couplages fictive 10 fois supérieure à la normale la répartition d'intensité en milieu de système est fortement affectée. Les longueurs d'onde les plus grandes sont plus fortement couplées vers les cœurs latéraux. Il n'en reste pas moins que même dans ce cas extrême l'imagerie discrète reste possible comme l'atteste la figure (f) qui donne l'évolution en z du signal temporel enregistré dans le cœur excité initialement en $z=0$. La lentille discrète qui est pratiquement achromatique joue là aussi correctement son rôle simultanément pour toutes les composantes spectrales du signal.

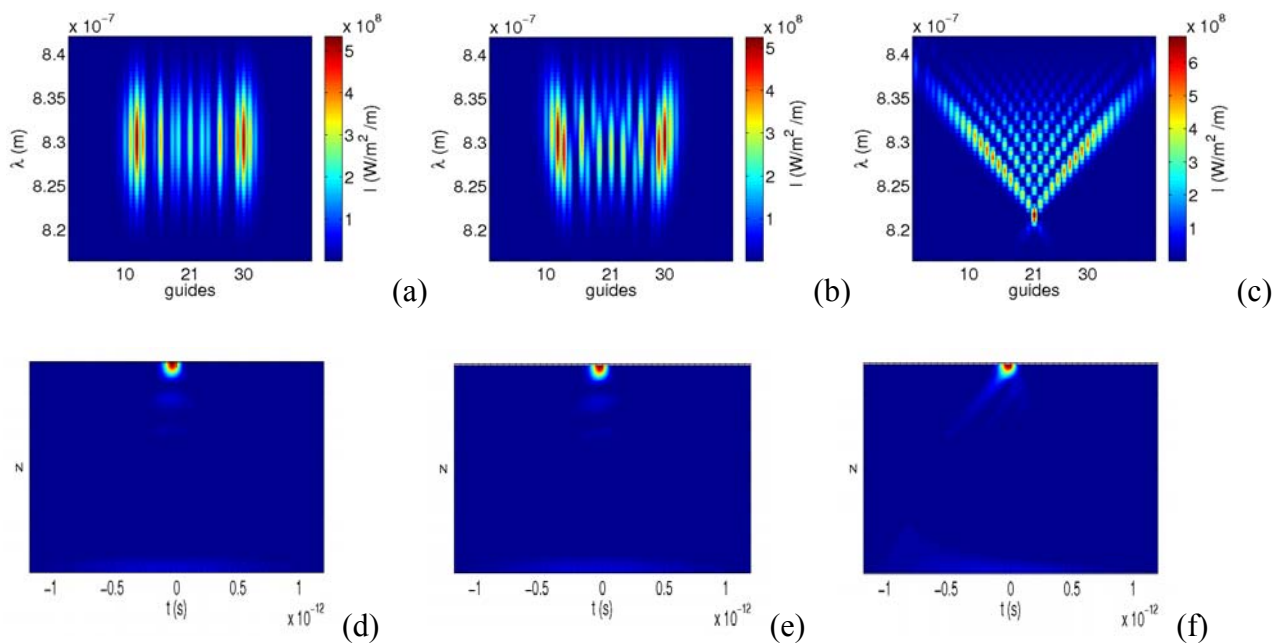


figure 2.37 : (haut) répartition transverse de l'intensité de l'onde discrète en milieu de système imageur en fonction de la longueur d'onde ; (bas) évolution temporelle du signal dans le guide excité en fonction de z ; (a et d) sans chromatisme des couplages ; (b et e) avec le chromatisme évalué pour un système dont les cœurs sont espacés de $7\mu\text{m}$ et le rayon des cœurs est de $1.4\mu\text{m}$; (c et f) avec un chromatisme des couplages fictif 10 fois supérieur à la réalité (b).

iii) Régime non linéaire

Lorsque nous passons en régime non-linéaire, pour une énergie 100 fois plus importante (700 pJ), dans le cas du transport dans un cœur unique, l'impulsion ne se re-comprime pas et reste de durée proche de la picoseconde (800 fs) (figure 2.38 gauche) à cause de la compression spectrale. Avec l'imagerie discrète la compression spectrale est fortement réduite grâce à l'étalement de l'énergie sur plusieurs cœurs. Ceci réduit le niveau d'intensité de l'onde et par voie de conséquence cela réduit les effets non linéaires responsables de cette compression spectrale.

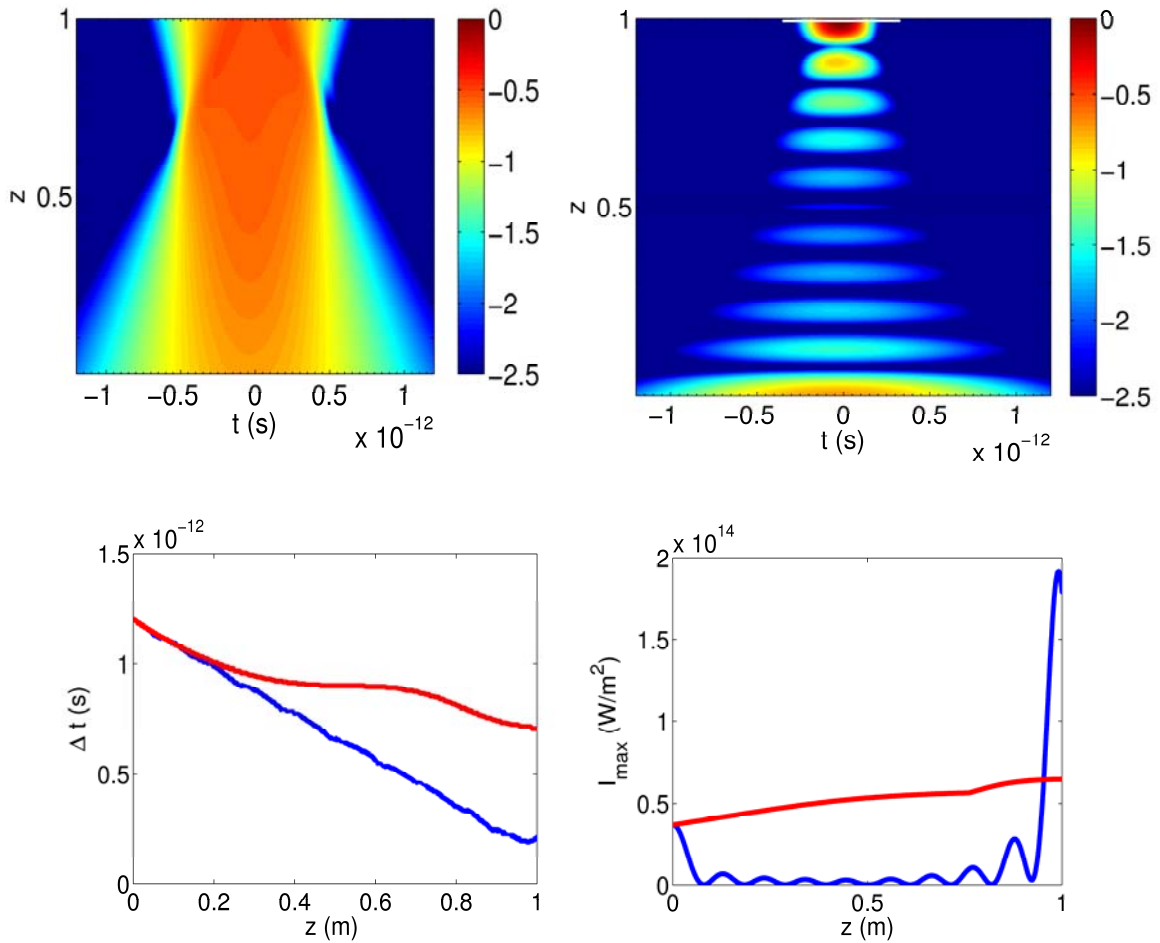


figure 2.38 : propagation d'une impulsion intense (100fs, 700pJ) préalablement étirée pour compenser la dispersion de 1m de fibre (haut gch.) dans un guide à cœur unique : la compression spectrale distord fortement l'impulsion ; (haut dr.) dans un système imageur multicoeur ($K=15\text{m}^{-1}$), l'impulsion est moins distordue que pour un guide à cœur unique. On constate que la focalisation a lieu en amont de la position linéaire (trait blanc en $z=0.99$ m). Les figures du haut sont en échelle logarithmique $\log_{10}(I(z,t)/I(z=1\text{m},t=0\text{s}))$ la référence 0 étant le système imageur. (bas gch.) Evolution selon z de la durée de l'impulsion (FWHM) en rouge pour un guide unique, en bleu pour le système imageur. (bas dr.) Evolution de l'intensité crête.

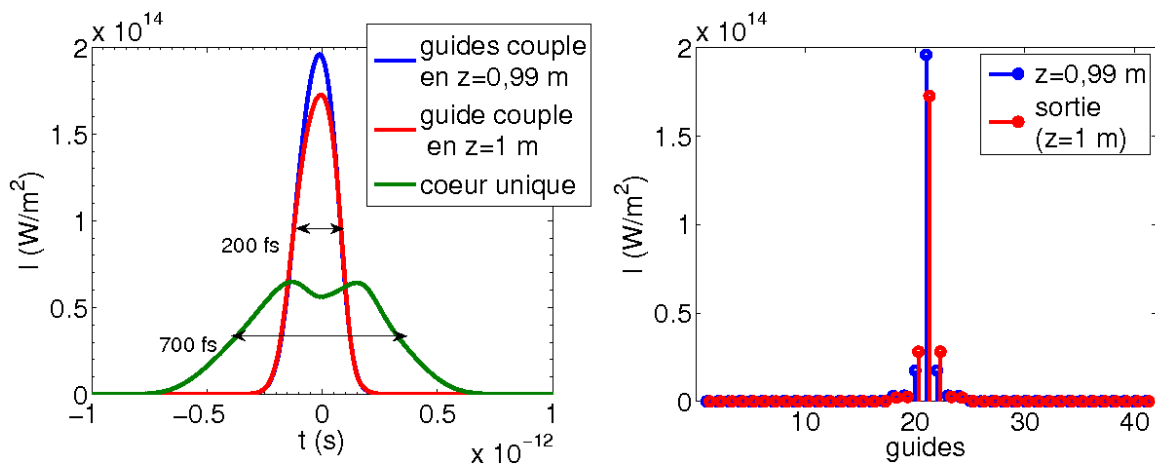


figure 2.39 : (gch.) profils temporels en sortie de système ; (dr.) répartition en intensité sur les différents guides en sortie d'architecture d'imagerie, avec un maximum juste avant la sortie ($z=0.99 \text{ m}$). ($L_{NL} = 2 \text{ cm}$; $L_D = 8 \text{ cm}$ et $L_c = 10 \text{ cm}$)

L'impulsion comprimée en bout de guide discret est 3.5 fois plus courte et 3 fois plus intense que celle ayant voyagé dans un cœur unique. Ce résultat a été obtenu pour un système 1D1/2. Le cas 2D1/2 serait encore plus favorable de telle sorte qu'il devrait être possible de réduire pratiquement totalement l'effet de la compression spectrale. Cependant la puissance de calcul limitée de l'ordinateur que j'ai utilisé pour ces simulations ne m'a pas permis de vérifier quantitativement précisément cette idée.

En examinant finement ces résultats (voir figure 2.38 droite trait blanc), j'ai constaté qu'en présence d'effets non linéaires, la focalisation (compression spatiale) n'a plus lieu exactement en bout de guide mais un peu en amont de la sortie, comme nous l'avons vu au paragraphe IV. 2. a). Il y a en quelque sorte un effet d'astigmatisme spatio-temporel : la focalisation spatiale n'est pas parfaite et n'a plus lieu exactement au même endroit que la compression temporelle. Cet effet s'apparente également à un effet d'auto-focalisation bien connu pour un milieu non linéaire continu.

V. Imagerie dans un système discret inhomogène transversalement

1. Introduction

Le paragraphe précédent est centré sur l'étude numérique d'un guide discret relativement long ($L > 1 \text{ m}$). L'intérêt d'un tel composant long est évident. Or les guides discrets réalisés par inscription femtoseconde, utilisés pour la démonstration expérimentale au paragraphe III, sont

quant à eux relativement courts (10 cm). La fabrication de guides discrets longs requiert un changement de technologie. Seule la technologie fibre optique semble adaptée pour cela. Le Chapitre 3 de ce mémoire met en œuvre ce type de composant dans une configuration originale de focalisation discrète. Les détails de la réalisation de composants discrets fibres optiques longs seront développés dans ce Chapitre 3. Nous verrons que ces composants présentent inévitablement un certain degré d'inhomogénéité. Celle-ci concerne surtout la distribution transverse des constantes de propagation des cœurs du réseau discret.

Dans ce paragraphe je vais étudier numériquement l'impact de cette inhomogénéité sur le fonctionnement d'un composant discret imageur long, en me restreignant au régime de propagation linéaire.

2. Propagation discrète inhomogène

Je reviens tout d'abord sur les résultats analytiques qui ont été présentés Chapitre 1 paragraphe IV. 4. au sujet du système élémentaire à deux cœurs couplés inhomogènes. On considère que les deux cœurs présentent un écart de leurs constantes de propagation égal à $\Delta\beta$.

Il a été montré que cette situation s'écarte d'autant plus du cas homogène que le rapport $\frac{\Delta\beta}{K}$ est grand. Par exemple la fraction d'énergie transférée d'un cœur à l'autre vaut $F^2 = \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2K}\right)^2} < 1$.

Pour un guide discret de 50 cm (cas étudié au IV de ce Chapitre mais aussi au Chapitre 3 suivant), K est de l'ordre de 10 m^{-1} . Cette valeur du coefficient de couplage donne une vingtaine de cœurs éclairés à la sortie du composant. On en déduit qualitativement que l'effet de l'inhomogénéité des constantes de propagation commencera à apparaître lorsque la valeur maximale de $\Delta\beta$ se rapprochera de 10 m^{-1} ce qui correspond à une inhomogénéité de un millionième ($\beta \approx 10^7 \text{ m}^{-1}$ @ 800 nm). Cela revient à dire que pour un guide de 50 cm de long la différence de chemin optique d'un cœur à l'autre doit rester inférieure au micromètre. Si le degré d'inhomogénéité excède fortement cette valeur alors les couplages disparaissent et la propriété de propagation discrète est perdue. On comprend alors que la réalisation d'un composant discret long requiert des efforts technologiques très importants ce qui sera discuté au chapitre suivant.

On montre que la variation des constantes de couplage intervient pour un degré d'inhomogénéité bien plus grand de telle sorte qu'il peut être négligé devant le problème de la disparité des constantes de propagation qui est le facteur prépondérant.

3. Etude numérique de l'impact de l'inhomogénéité transverse sur l'imagerie discrète

Le modèle numérique de propagation discrète a été étendu afin de prendre en compte l'inhomogénéité des constantes de propagation (voir Chapitre 1 IV 4°). Dans ce modèle numérique, les différences de constantes de propagation $\Delta\beta_i$ ($i=1\dots N$, N nombre de cœurs du réseau) sont prises en compte à l'aide d'une distribution aléatoire gaussienne de moyenne nulle et d'écart type $\Delta\beta/2$.

Tous les résultats présentés dans ce paragraphe concernent le régime de propagation linéaire en monochromatique pour un composant 1D1/2.

La figure 2.40 (a) présente le front de phase après 50 cm de propagation (c'est-à-dire juste avant la lentille discrète du système imageur) pour un rapport $\frac{\Delta\beta}{K}$ égal à 0.46 (ce qui correspond pour un système à deux cœurs à une fraction d'énergie transférée égale à $F^2=0.95$).

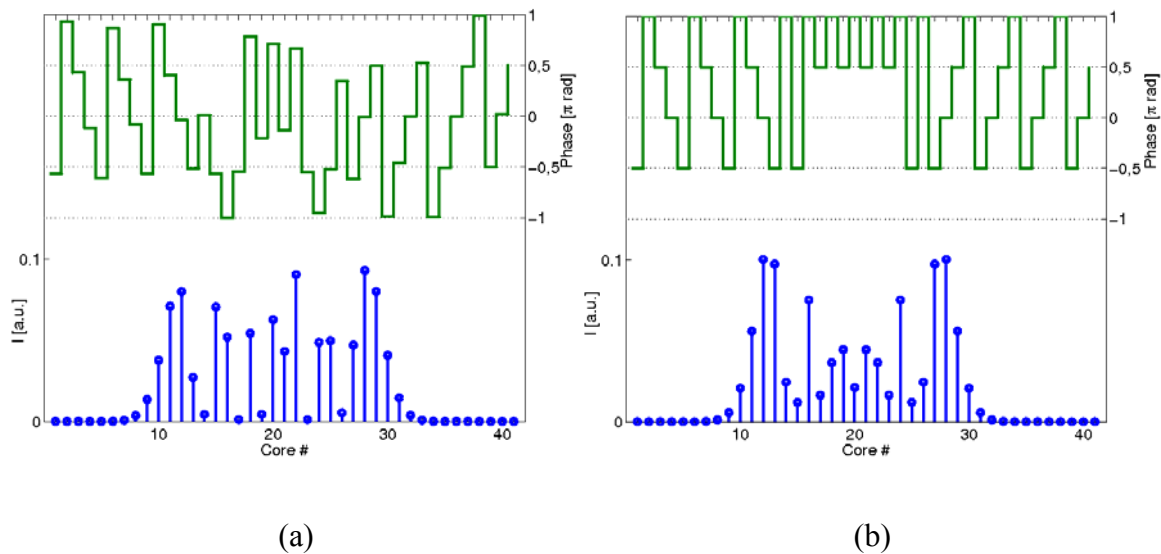


figure 2.40 : Intensité (bleu) et front de phase (vert) après 50 cm de propagation discrète (a) dans un composant discret présentant une inhomogénéité des constantes de propagation d'un cœur à l'autre correspondant à $\frac{\Delta\beta}{K}=0.46$; (b) dans composant discret idéal parfaitement homogène.

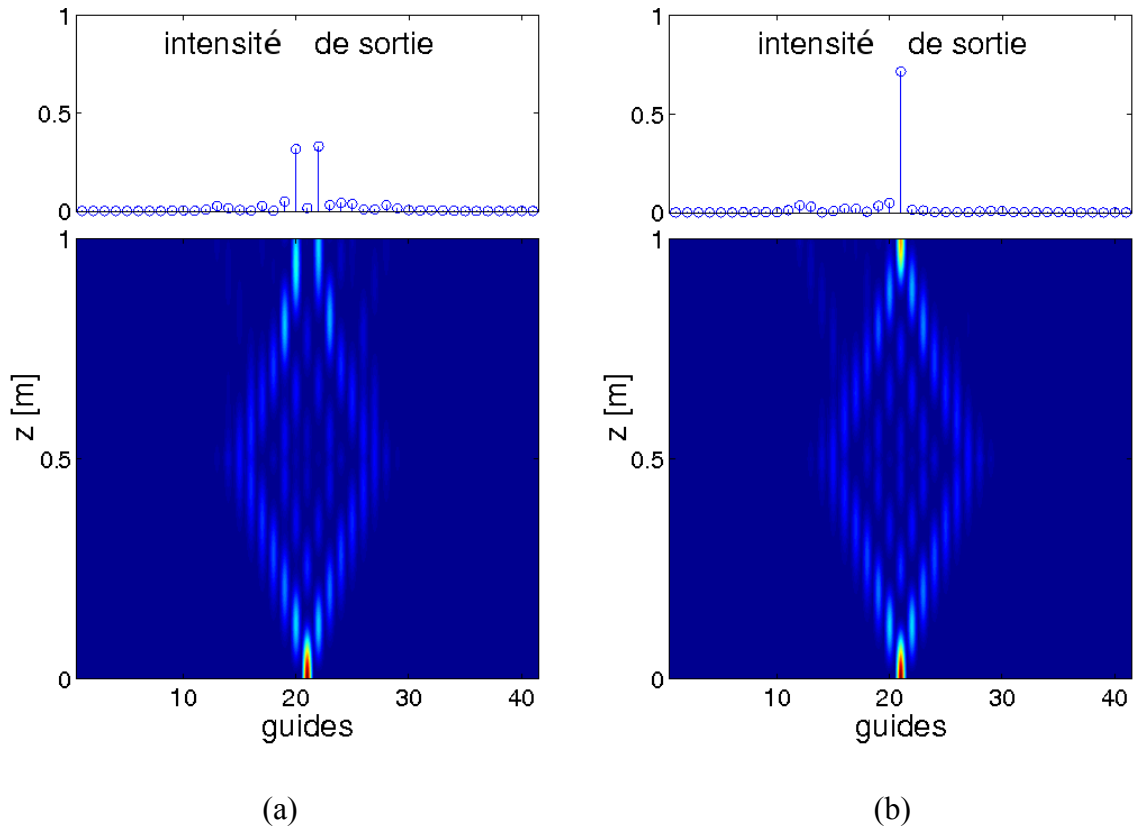


figure 2.41 : Imagerie discrète en présence d'inhomogénéités transverses des constantes de propagation ; le masque de phase en milieu de système est la masque parfait $\pi 0 \pi 0 \pi 0 \pi 0 \pi 0 \pi 0$; ce masque n'est plus adapté à la re-focalisation parfaite de l'onde ; (a) $\frac{\Delta\beta}{K} = 0.46$; (b) $\frac{\Delta\beta}{K} = 0.39$.

On constate que même pour ce rapport $\frac{\Delta\beta}{K}$ qui est relativement modéré le front de phase est très différent de celui enregistré pour une propagation discrète parfaite (déphasages de $\pm\pi/2$). Ceci est surtout vrai au centre du faisceau discret. A cet endroit l'onde a subi de multiples couplages ce qui accroît l'écart par rapport au cas idéal.

Même pour des valeurs relativement faibles de $\frac{\Delta\beta}{K}$ l'imagerie discrète produite par le masque $\pi 0 \pi 0 \pi 0 \pi 0 \pi 0 \pi 0$ est fortement perturbée comme l'atteste la figure 2.41.

La figure 2.42 (c) montre que l'on retrouve une imagerie parfaite en utilisant un masque de phase discret inhomogène adapté au guide. Pour arriver à ce résultat, j'ai calculé le masque particulier permettant de conjuguer parfaitement l'onde à mi-parcours. J'ai effectué ce travail pour une excitation particulière ayant lieu dans un cœur donné choisi au hasard. L'inhomogénéité du guide discret aval est strictement identique à celle du guide amont. Ceci veut dire que je me suis placé dans le cas où les cœurs amonts et avals se correspondent parfaitement.

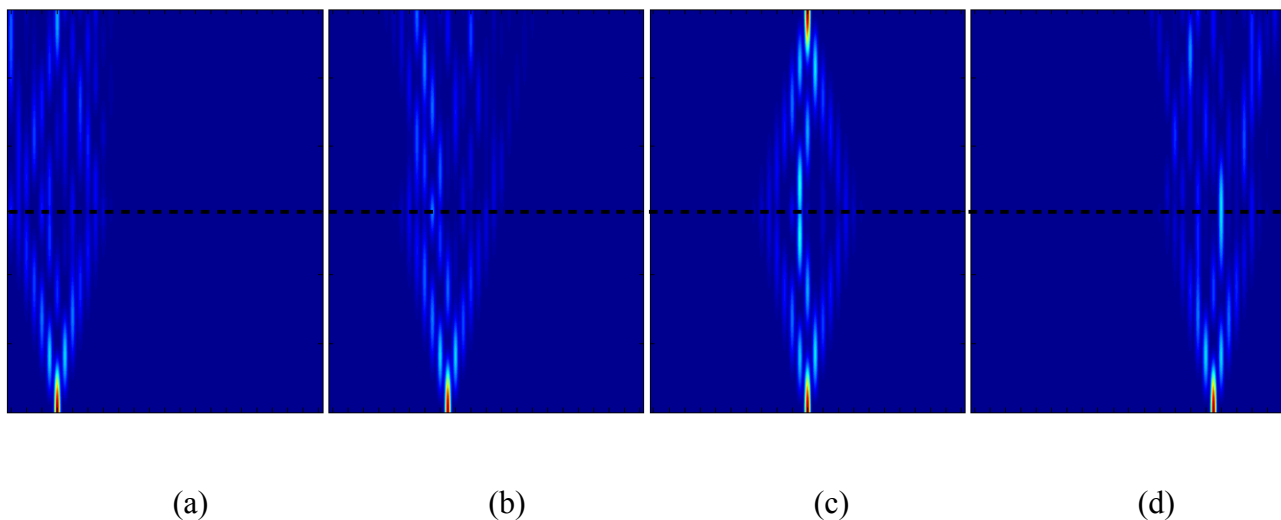


figure 2.42 : La conjugaison reste possible en présence d'inhomogénéités transverses fortes avec un masque adapté mais le système perd sa propriété d'invariance par translation.

Les figures 2.41 (a), (b) et (d) montrent que la conjugaison ne fonctionne plus pour des cœurs différents de celui qui a servi à définir le masque inhomogène adapté. La propriété d'invariance par translation est perdue et on ne peut plus parler de système imageur.

Il est envisageable de retrouver cette propriété à l'aide d'un masque de phase actif reconfigurable tel qu'une matrice à cristaux liquides comme l'atteste la figure 2.43 figure xxx suivante :

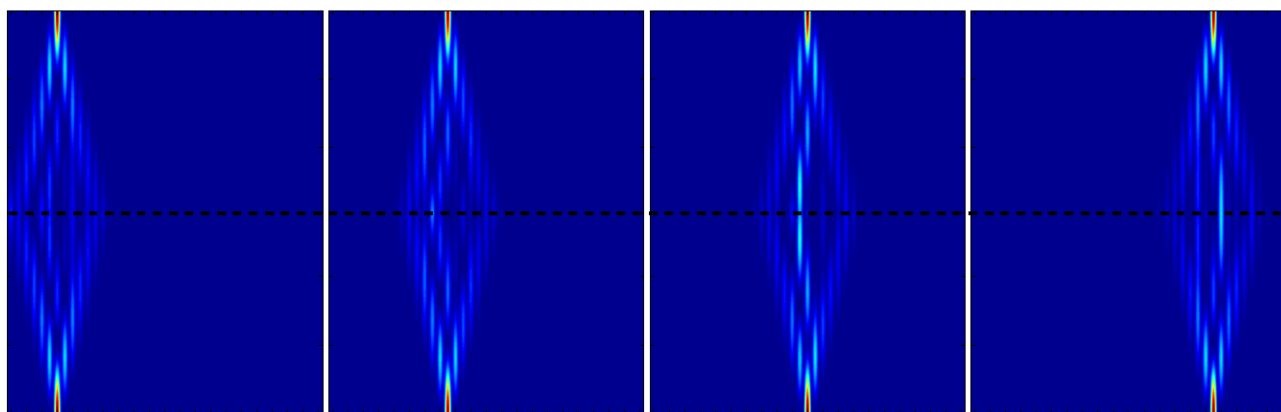


figure 2.43 : Balayage d'un système d'imagerie inhomogène utilisant un masque de phase actif qui doit être reconfiguré à chaque fois que la position d'excitation change.

Résumé du Chapitre 2 :

Dans ce chapitre, nous avons présenté une architecture originale dédiée à l'imagerie discrète. Nous avons démontré numériquement et expérimentalement qu'un masque de phase discret relativement simple positionné entre deux tronçons de guide discret peut jouer le rôle de lentille. Cette lentille discrète ne possède pas d'axe optique contraire à une lentille normale. Le fonctionnement du dispositif est invariant par translation transversalement à l'axe de propagation ce qui le rend compatible avec la formation d'une image par balayage ou en plein champ.

Contrairement à d'autres systèmes d'imagerie discrète basés sur les oscillations de Bloch, cette architecture a permis de s'affranchir des effets de bords qui sont inévitables dans un composant réel fini.

Plusieurs dispositifs imageurs ont été fabriqués par photo-inscription femtoseconde dans un verre de silice. La lentille discrète qui est au cœur du dispositif a été réalisée par segmentation lors de la fabrication du composant.

Nous avons montré numériquement et expérimentalement que l'imagerie discrète est opérationnelle pour une géométrie $1D1/2$ et $2D1/2$ à maille cubique, en régime continu et en régime d'excitation femtoseconde à spectre large. Les spécificités de la géométrie $2D1/2$ à maille hexagonale ont été mises en évidence numériquement.

Un modèle spatio-temporel complet a été mis en place afin d'étudier le déport d'impulsions brèves et intenses à l'aide de ce dispositif imageur en présence de dispersion et de non linéarité. Nous démontrons ainsi que le fait de répartir la puissance sur de nombreux cœurs en milieu du système augmente fortement le seuil d'apparition des non linéarités du guide d'onde, ceci surtout pour un composant $2D1/2$.

Enfin le comportement du dispositif imageur en présence d'inhomogénéités transverses qui sont inévitables dans le cas de composants longs tels que des fibres optiques à cœurs multiples couplés a été étudié numériquement. Cela a été l'occasion de mettre en évidence le caractère critique de la fabrication des systèmes discrets dont l'homogénéité du point de vue des constantes de propagation doit être excellente. Le Chapitre suivant qui présente une architecture spécifique dédiée à la focalisation discrète confirmera cette idée.

CHAPITRE 3. FOCALISATION DISCRETE

Dans ce chapitre, nous étudions une architecture inédite, dite de « focalisation discrète ». Nous allons utiliser l'excitation cohérente d'un ensemble de cœurs d'un réseau discret dont les couplages par propagation conduiront à concentrer l'énergie sur un cœur unique en sortie. Dans cette configuration l'onde est répartie en entrée sur un nombre important de cœurs. Comme pour l'imagerie discrète (voir Chapitre 2), il en résulte une forte réduction de la non linéarité du guide d'onde par dilution spatiale de l'intensité de l'onde. Ceci représente ici aussi un avantage indéniable pour le déport d'impulsions brèves et intenses en vue d'applications telles que par exemple l'imagerie non linéaire par voie endoscopique.

Nous présenterons, dans un premier temps, le principe de cette focalisation discrète. Puis nous exposerons par quels moyens expérimentaux il nous a été possible de contrôler le champ en amplitude et en phase en entrée de guide. Nous démontrerons expérimentalement cet effet de focalisation discrète tout d'abord dans des guides photo-inscrits courts et homogènes. Enfin, nous montrerons que ce principe reste valide lorsque l'on utilise des composants longs prenant la forme de fibres optiques multicoeur et présentant un certain degré d'inhomogénéité. Les régimes d'excitation continu et femtoseconde seront successivement envisagés dans chacun des cas.

I. Présentation de la focalisation discrète

1. Principe de la focalisation discrète

Nous avons vu au Chapitre 1 que lorsque l'on injecte de la lumière dans un cœur particulier d'un système discret celle-ci diffracte sur une famille de cœurs au bout de plusieurs longueurs de couplage. La distribution d'amplitude et de phase en sortie du système discret n'est autre que la fonction de Green (réponse impulsionnelle spatiale) du système. La connaissant, on peut réaliser l'opération inverse : partant d'une excitation multicœur reproduisant en amplitude et en phase la fonction de Green, on obtient en sortie la focalisation de toute la puissance sur un cœur unique. Ce principe est illustré par les résultats de simulation numérique de la figure 3.1.

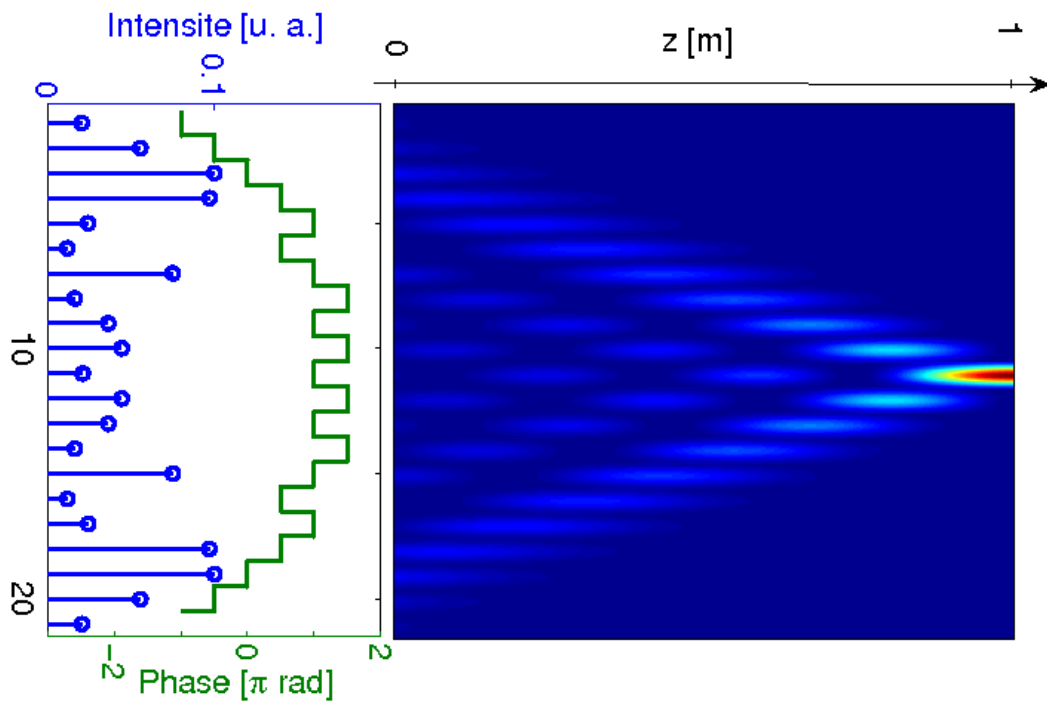


figure 3.1 : A droite : simulation numérique de la focalisation discrète d'un faisceau mis en forme selon la fonction de Green d'un réseau 1D1/2. A gauche : distributions d'intensité (bleu) et de phase (vert) de l'excitation distribuée sur 21 cœurs.

Il est intéressant de remarquer que la deuxième partie du système d'imagerie discrète, qui a été exposé au chapitre précédent, est conforme à cette situation de focalisation discrète : un modulateur spatial de lumière (SLM, pour Spatial Light Modulator en anglais) en amplitude et en phase peut jouer le rôle de la partie amont du système d'imagerie (premier guide discret + masque de phase discret). Ainsi, l'étude de l'imagerie discrète qui a été présentée au Chapitre 2 nous a conduit à aborder des propriétés qui sont communes avec celles de la focalisation discrète. La principale est la réduction de la non linéarité du guide d'onde. La propriété d'insensibilité aux dimensions finies du réseau est également directement transposable au système de focalisation. La propriété d'invariance par translation du système imageur perd un peu de son intérêt pour la focalisation avec un modulateur actif reconfigurable. Ce dernier peut traiter des situations où le déphasage entre cœurs n'est pas égal à $\pm \pi/2$. Ainsi la focalisation dans un réseau 2D1/2 à maille hexagonale est envisageable. Il rend surtout accessible la focalisation dans des guides inhomogènes transversalement (cf. Chapitre 2 V) comme le montre le paragraphe suivant.

2. Vérification de la validité du principe de la focalisation discrète dans le cas d'un guide inhomogène

Malgré la présence d'inhomogénéités (qui doivent cependant rester faibles pour diluer suffisamment la lumière dans le réseau discret) il est possible d'imposer la focalisation discrète

dans un réseau non idéal comme l'indiquent les résultats de simulation numérique de la figure 3.2.

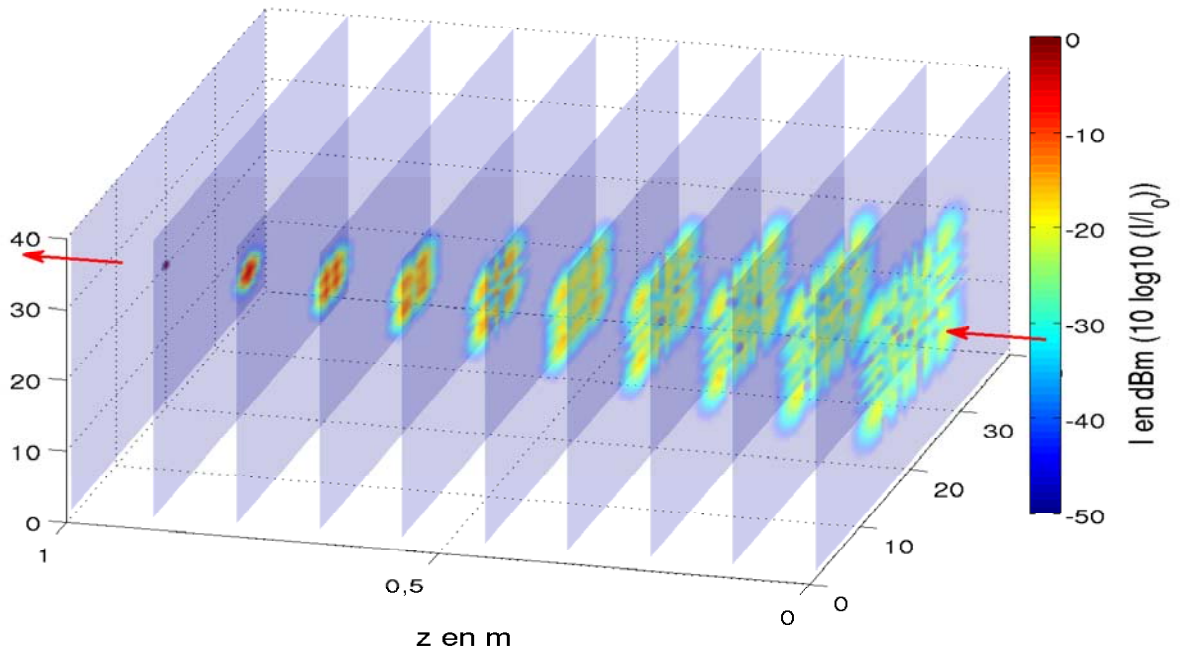


figure 3.2 : Focalisation dans une structure 2D1/2 cubique inhomogène. La distribution d'amplitude et de phase qui est représentée à la figure suivante sert d'excitation en entrée (à droite) du guide discret.

Pour cela, il faut imposer à l'entrée la répartition de champ représentée sur la figure 3.3.

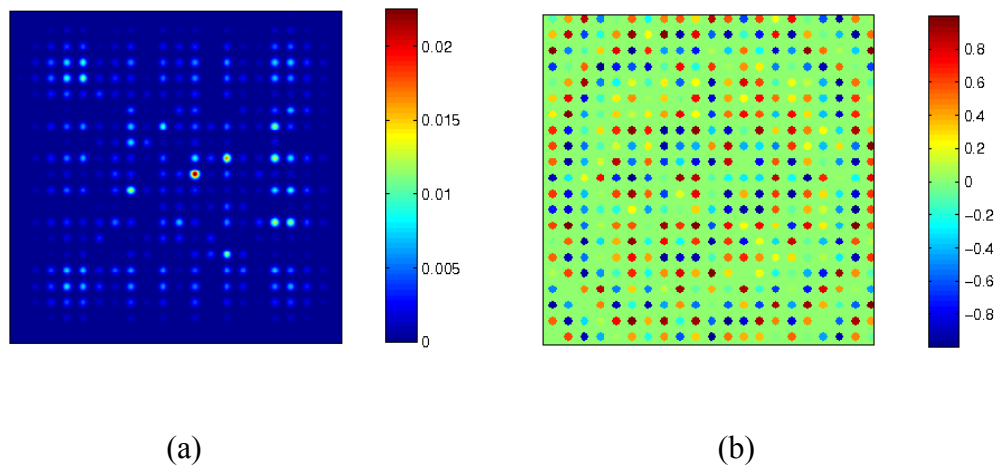


figure 3.3 : Fonction de Green d'un guide discret inhomogène : distribution d'amplitude (a) et de phase (b) après propagation sur 1 m de guide discret inhomogène pour une excitation du guide central. Le coefficient de couplage vaut $K=9,24\text{m}^{-1}$ et l'inhomogénéité des constantes de propagation s'élève à $\Delta\beta/\beta=1,3\times 10^{-6}$.

Dans cette simulation, nous avons imposé une distribution aléatoire gaussienne des constantes de propagation des cœurs du réseau avec un écart type de $\Delta\beta/2$ (le coefficient de couplage K restant constant). La distribution d'intensité ne présente pas de maxima dans les coins et la

phase n'alterne plus entre $+\pi/2$ et $-\pi/2$ comme cela serait le cas pour un système discret parfait.

II. Dispositif expérimental pour la focalisation discrète

1. Choix du modulateur spatiale de lumière

Notre choix s'est porté sur un modulateur utilisant une matrice de cristaux liquides (LCoS, Liquid Crystal on Silicon). Pour une focalisation en 1D1/2 une première catégorie de matrices en forme de barrette linéaire est envisageable (celles-ci sont le plus souvent utilisées pour la mise en forme temporelle d'impulsions brèves). Disponibles chez les fournisseurs Cambridges Research Inc. (CRI, USA), Boulder Nonlinear System (BNS, USA) et Jenoptik (Allemagne), elles sont utiles pour opérer une modulation en amplitude et en phase selon une unique dimension figure 3.4. Bien qu'un composant CRI de ce type soit disponible au laboratoire, nous n'avons pas retenu cette solution trop restrictive car elle limite la démonstration du principe de focalisation aux réseaux 1D1/2.



figure 3.4 : Modulateurs de lumière 1D (gch) barrette de la société CRI (dr) barrette distribuée par la société Jenoptik.

Des modulateurs SLM bidimensionnels existent. Parmi eux, on peut distinguer deux variétés : (i) les modulateurs d'amplitude et les modulateurs d'amplitude et de phase, et (ii) les modulateurs de phase pure. Les premiers, distribués par exemple par BNS (Boulder Nonlinear System, USA), ont l'avantage de contrôler directement l'amplitude et la phase de l'onde incidente mais ils pâtissent d'un faible nombre de pixels (512x512 au maximum) comparé aux modulateurs de

phase pure (1920x1080). Un effet de couplage amplitude/phase est également à craindre avec ce type de composants. Nous nous sommes donc orientés vers la solution « modulateur de phase pure ». Notre choix s'est porté sur la société Holoeye (Berlin, Allemagne), l'autre fournisseur possible étant Hamamatsu (Japon).

2. Technique de modulation en amplitude et en phase

Les SLM à cristaux liquides sont des composants souvent destinés à l'holographie digitale. Ces matrices sont des masques de phase qui peuvent remplacer les plaques holographiques. La technologie à cristaux liquides est également utilisée dans les écrans à cristaux liquides (LCD). Usuellement, pour ces écrans, l'effet utilisé est « l'effet nématique vrillé » (twisted nematic effect, où l'état nématique est un état intermédiaire entre les phases liquide et solide). Lorsque l'on applique un champ électrique aux cristaux liquides, ils s'orientent de telle sorte qu'ils modifient la polarisation d'une lumière incidente. Ainsi combinés à des polariseurs, les cristaux liquides permettent de moduler la lumière en amplitude. Dans ce mode de contrôle, on peut également avoir un déphasage de la lumière du fait de la biréfringence des molécules de cristaux liquides mais ce déphasage est dépendant de la polarisation.

Pour les modulateurs de lumière de phase pure, les cristaux liquides sont utilisés dans une configuration particulière, différente de celle des écrans à cristaux liquides. Il s'agit du mode de biréfringence contrôlée électriquement (ECB pour Electrically Controlled Birefringence). Cette configuration permet de découpler les effets entre polarisation et phase. Le mode ECB fait tourner les molécules selon un axe qui est à la fois perpendiculaire à l'axe de propagation de la lumière et à son axe de polarisation. Selon leur orientation, les cristaux liquides présentent plus ou moins de matière à traverser. Par conséquent, la phase introduite sur l'onde optique est obtenue en modifiant le chemin optique sans modifier la polarisation [Hermerschmidt 2006].



figure 3.5 : Modulateur de lumière de phase pure à cristaux liquides. Extrait des données constructeur disponible sur le site internet de la société Holoeye.

Le composant que nous avons utilisé fonctionne en réflexion avec un angle d'acceptance de 10° de part et d'autre de la normale. Le plan du SLM est imagé sur la face d'entrée du réseau discret à l'aide d'un montage afocal réducteur (facteur de réduction égal à 80 ou à 30 suivant les besoins de l'expérience ; voir figure 3.10). En pratique, notre SLM est piloté comme un écran d'ordinateur ayant 1920 par 1080 pixels (c'est-à-dire plus de 2 millions de pixels !). Une image en niveau de gris donne la loi de tension qui est appliquée à chaque cristal liquide. Le mode EBC permet donc pour une polarisation donnée de contrôler localement la phase d'une onde incidente.

Comme nous l'avons expliqué précédemment, la démonstration de focalisation discrète nécessite de contrôler la phase mais aussi l'amplitude de l'onde incidente. Pour se faire, nous avons utilisé une méthode proposée par l'équipe de K. A. Nelson [Vaughan 2005] pour gérer l'amplitude et la phase de l'onde partant d'un modulateur de phase pure. Pour cela il s'agit de regrouper de façon périodique les pixels par paquets. Cette association de plusieurs pixels synthétise un motif d'un réseau de diffraction de phase équivalent à réseau de diffraction de type échelle (réseau blazé) [Bruhat 1965] comme le montre la figure 3.6.

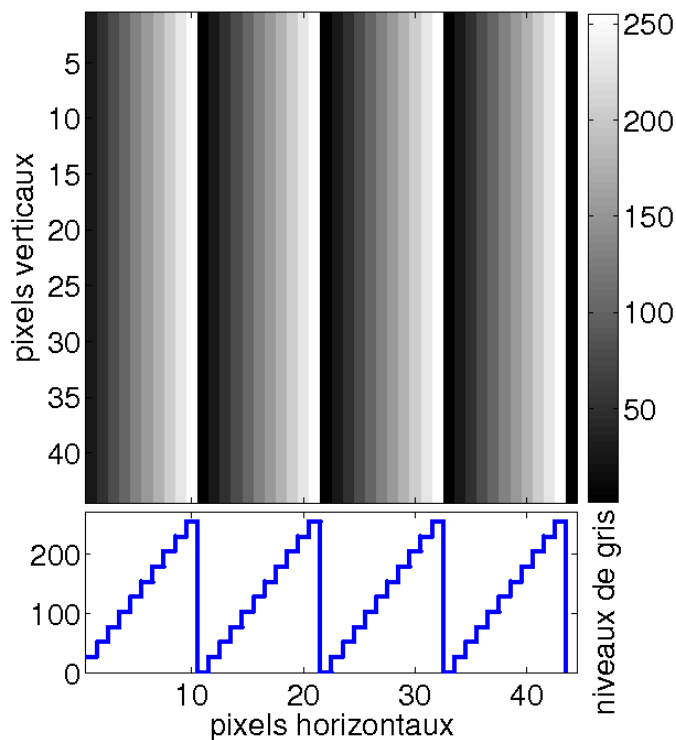


figure 3.6 : Image en niveaux de gris envoyée au SLM permettant d'imposer un fonctionnement en réseau de diffraction à échelottes. Un niveau de gris nul (noir) correspond à un déphasage nul alors qu'un niveau de 256 (blanc) correspond à un déphasage maximal compris entre 2 et 3π selon le calibrage du SLM et la longueur d'onde de travail (en bleu, coupe transverse du réseau).

La taille d'un pixel du SLM est de $8 \mu\text{m}$ carré. En associant 11 pixels par exemple, on peut synthétiser un réseau de diffraction ayant approximativement 12 traits / mm, ce qui est suffisant

II. Dispositif expérimental pour la focalisation discrète

pour séparer nettement l'ordre 1 de l'ordre 0 de diffraction au foyer d'une lentille (séparation de ≈ 5 mm au foyer d'une lentille de focale 50 cm à la longueur d'onde de 800 nm par exemple ; l'ordre 0 est filtré comme nous allons le voir plus loin). En associant par exemple 4 motifs de ce réseau, nous avons alors, sur une région réduite (44x44 pixels, i.e. $\approx 350 \times 350 \mu\text{m}$), un petit réseau de diffraction qui modifie localement le faisceau incident. Cette zone est imagée sur un cœur particulier du réseau discret grâce au montage afocal réducteur cité précédemment. Moduler ce groupe de 4 motifs revient donc à moduler un cœur particulier de la structure discrète.

L'amplitude diffractée dans l'ordre 1 est contrôlée en modifiant la pente de la phase (en anglais angle de « blaze ») des échelettes du réseau de diffraction élémentaire. De cette manière, on agit sur l'efficacité de diffraction locale dans l'ordre 1. Il est donc possible de mettre en forme l'amplitude du faisceau qui sera injecté dans le cœur concerné. Du point de vue énergétique nous avons mesuré une efficacité dans l'ordre 1 pouvant atteindre 30%.

La phase quant à elle peut être modulée par l'intermédiaire de la position relative des réseaux locaux. Du fait de la discrétisation (pixellisation) des motifs des réseaux de diffraction, la phase varie alors par incréments égaux à $d\varphi = \frac{2\pi}{(\text{nombre de pixels / motif})}$, soit dans notre cas particulier choisi ci-dessus, $d\varphi \approx \frac{\pi}{5}$. Plus il y a de pixels par motif, plus nous pouvons régler finement le déphasage entre cœurs mais moins l'ordre 1 et 0 seront nettement séparés. Pour cette raison nous avons retenu expérimentalement 11 pixels par motif ce qui nous a semblé un bon compromis. Il est également possible de contrôler finement la phase en modifiant la phase absolue des réseaux locaux créant par là-même un effet de piston comme illustré sur la figure 3.7.

Afin d'être en mesure d'injecter efficacement la lumière dans chaque cœur du guide (i.e. afin d'éviter d'envoyer beaucoup de lumière dans la gaine du réseau discret), les réseaux de diffraction locaux présentés figure 3.7 ont été pondérés par une enveloppe gaussienne par morceau (valeur constante selon la direction horizontale pour un trait du réseau). Cet effet est présentée sur la figure suivante.

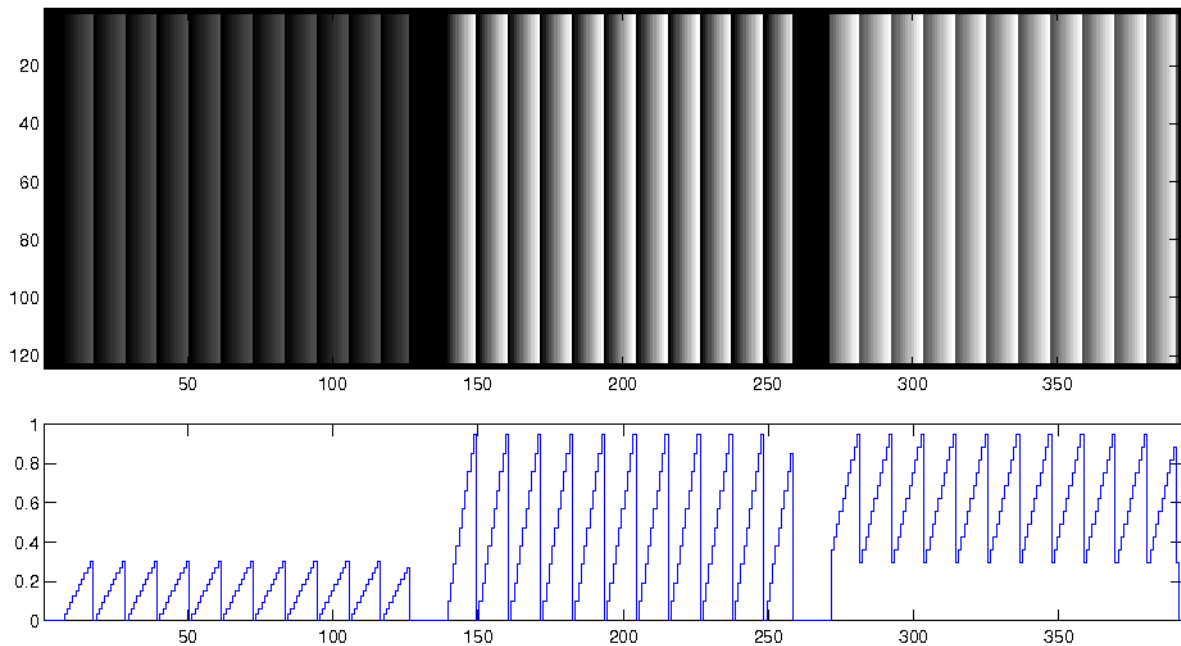


figure 3.7 : Image à envoyer au modulateur pour imposer 3 réseaux de phase particuliers. L'angle de blaze d'un réseau est maîtrisé en fixant la différence de niveau de gris entre le fond du motif du réseau (minimum) et sa pointe (maximum). Les trois réseaux présentent alors des efficacités de diffraction dans l'ordre 1 différentes et imposent donc une modulation d'amplitude différente. La phase est quant à elle contrôlée soit par la position relative des réseaux élémentaires soit en ajustant les niveaux de gris de sorte que l'on applique un mouvement de piston au réseau élémentaire sans modifier la pente.



figure 3.8 : Pondération gaussienne d'un réseau élémentaire pour synthétiser un faisceau élémentaire TEM00.

La figure 3.9 illustre le fait que les motifs sont toujours associés à une variation de phase linéaire alors que leur pente est modifiée afin de contrôler l'efficacité locale (i.e. l'amplitude).

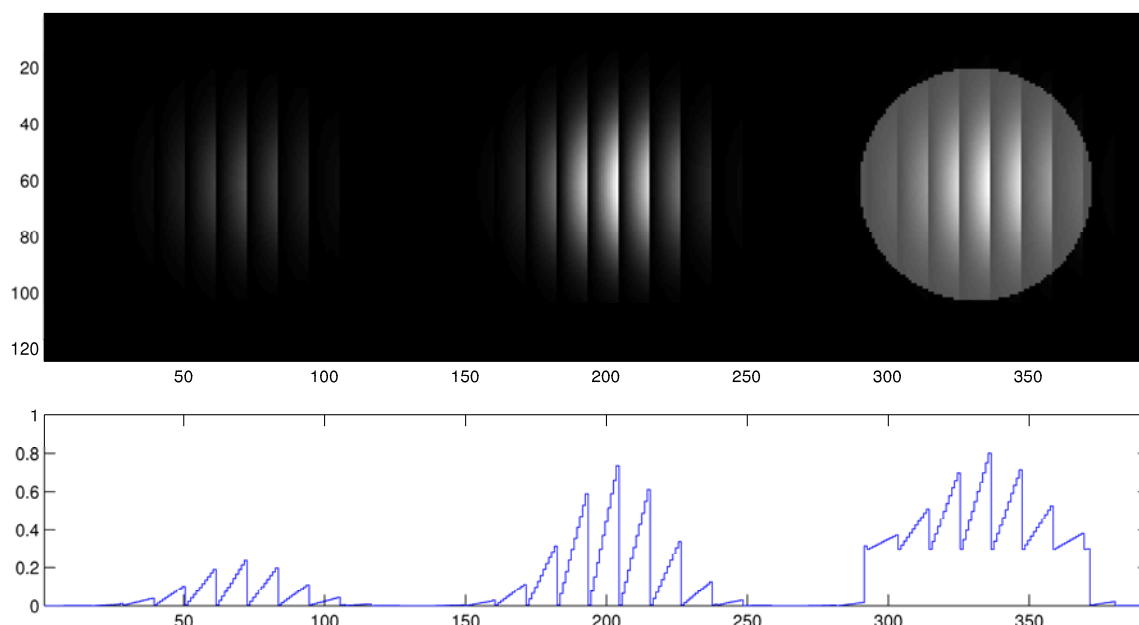


figure 3.9 : Images en niveaux de gris associées à 3 réseaux de phase élémentaires différents. Les modulations d'amplitude et de phase qui résulteront seront différentes dans ces 3 cas. (Images obtenues après pondération de la figure 3.7)

Les images en niveaux de gris qui sont envoyées au SLM ont été élaborées à l'aide du logiciel MATLAB. Le réglage des paramètres utiles (nombre de cœur du composant discret, positionnement des cœurs, amplitude et phase de chaque cœur, etc ...) se fait par l'intermédiaire d'une interface graphique conviviale spécifiquement développée pour cette expérience. Les images sont affichées simultanément par le SLM mais aussi par un écran de contrôle à l'aide d'un composant nommé « splitter » en langage informatique qui duplique le signal (de type DVI) issu de la carte graphique de l'ordinateur. L'écran de contrôle possède au moins la même résolution que le SLM (1920x1080).

3. Montage et protocole expérimental permettant d'obtenir la focalisation discrète

Le montage qui nous a permis de démontrer la focalisation discrète est le suivant :

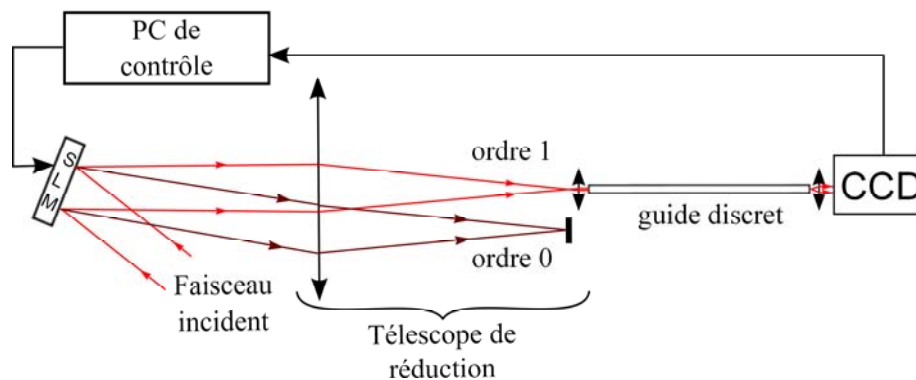


figure 3.10 : Schéma du dispositif expérimental. Le SLM met en forme le faisceau laser incident afin d'injecter la lumière dans un réseau de cœurs du guide discret. Le plan du SLM est imagé avec réduction sur la face d'entrée du guide discret. Une caméra CCD en sortie permet après analyse des données de rétroagir sur la commande du SLM.

Le faisceau incident au SLM est issu d'un oscillateur saphir dopé titane fonctionnant en régime continu ou en régime à modes bloqués suivant le besoin. Il est polarisé rectilignement afin d'assurer un bon fonctionnement en mode ECB du SLM, c'est à dire selon l'axe horizontal à l'aide d'une lame de phase $\lambda/2$. Ce faisceau est collimaté et élargi par un premier système afocal afin que l'éclairement du SLM puisse être considéré comme constant. Le SLM réfléchit et met en forme le faisceau en amplitude et en phase selon la méthode discutée précédemment. Un second télescope conjugue le plan du SLM avec la face d'entrée du guide discret. Cet afocal est constitué d'un couple de lentilles convergentes de focales respectives 500 mm - 18,4 mm pour l'étude des guides femto-inscrits vus au Chapitre 2 et de focales respectives 500 mm - 6,5mm pour l'étude de la fibre multicoeur qui sera présentée ci-dessous. L'injection dans les cœurs du guide discret se fait en ne conservant que l'ordre 1 de diffraction. L'ordre 0 est bloqué par un écran positionné dans le plan focal image de la première lentille du télescope. En sortie de guide, un objectif permet d'imager la face de sortie du guide sur une caméra CCD. Un polariseur est placé avant la caméra afin d'analyser la polarisation similaire à celle d'injection (dans l'ordre 1 de diffraction nous retrouvons uniquement la polarisation imposée avant le SLM mais la biréfringence du guide discret peut modifier la polarisation en sortie de guide). La caméra CCD est reliée à l'ordinateur qui pilote l'ensemble dans le but de rétroagir sur le SLM. La caméra est synchronisée par le SLM afin d'éviter les battements entre la fréquence de rafraîchissement du SLM et celle d'acquisition de la caméra. Une interface graphique personnalisée a été développée spécifiquement pour cette expérience à l'aide du logiciel de calcul mathématique et d'interfaçage MATLAB. Cette interface pilote simultanément le SLM et la caméra. Une partie de l'interface graphique concerne les caractéristiques de conception des images projetées sur le SLM (pas du réseaux, nombre de réseaux, pour chaque réseau : position du réseaux, angle de blaze (phase minimale et maximale), position relative des traits des réseaux de diffraction, taille des réseaux, etc ...). Le calibrage du SLM (i.e. la relation entre les niveaux de gris envoyés au SLM et les

II. Dispositif expérimental pour la focalisation discrète

phases optiques imposées par ce dernier) se fait grâce à des procédures spécifiques fournies par le constructeur. L'autre partie de l'interface est dédiée au contrôle de la caméra et à son interaction avec le SLM (réglage des fonctions de base de la caméra, pré-visualisation, synchronisation avec le SLM, définition de la zone d'intérêt et de la position des différents cœurs pour l'analyse des images, acquisition et traitement des images de sortie, rétroaction sur le SLM, etc ...).

La procédure expérimentale qui conduit à la focalisation discrète suit les étapes suivantes : (i) nous choisissons à priori un cœur cible en sortie de guide discret sur lequel se déroulera au final la focalisation, (ii) la lumière est injectée en entrée de guide discret uniquement dans ce cœur, (iii) la distribution d'intensité sur la face de sortie du guide discret après propagation discrète est enregistrée (module carré de la fonction de Green), (iv) cette distribution d'intensité est ensuite imposée en entrée de guide discret par mise en forme en amplitude du faisceau par le SLM, la phase étant aléatoirement choisie (v) dans un dernier temps, une procédure directe de recherche des phases optimales des cœurs est lancée. Cette procédure est dérivée des travaux de Vellekoop [Vellekoop 2007] concernant la focalisation d'un faisceau à travers un milieu diffusant. Il s'agit de parcourir pour chaque cœur, toute la gamme des phases possibles et de ne retenir que la valeur de phase qui maximise la puissance de sortie dans le cœur cible. La focalisation est généralement obtenue dès la première itération néanmoins dans certains cas une seconde voire une troisième itération peut améliorer sensiblement le résultat. Pour quantifier la qualité de la focalisation discrète mais aussi et surtout pour avoir un paramètre de rétroaction insensible aux fluctuations du laser, nous avons utilisé le coefficient analogue au rapport de STREHL défini au chapitre précédent. Nous rappelons ici son expression :

$$R_s = \frac{P_{i_0}}{\sum_{i=0}^n P_i} \quad (22)$$

avec P_{i_0} la puissance moyenne dans le cœur cible, n le nombre de cœurs du guide discret et P_i la puissance dans le cœur i .

Ce rapport traduit donc la qualité de la focalisation. La situation vers laquelle nous souhaitons tendre est un rapport égal à 1.

III. Démonstration expérimentale de la focalisation dans des guides discrets femto-inscrits parfaits :

Afin de démontrer le principe de la focalisation discrète, nous avons dans un premier temps utilisé des guides discrets réalisés à L'IAP à Jena par inscription femtoseconde (voir Chapitre 2). Ces composants sont d'une homogénéité remarquable comme nous l'avons fait remarquer précédemment. Ils sont donc les composants idéaux pour valider le principe de la focalisation discrète. Les guides discrets que nous allons utiliser ont les mêmes caractéristiques qu'au Chapitre 2 et la longueur d'onde de travail est ici aussi égale à 800 nm. La différence par rapport au Chapitre 2 réside dans le fait qu'à présent nous avons affaire à un guide discret unique, invariant longitudinalement et dépourvu de segmentation à mi-parcours.

1. Focalisation dans un guide discret 1D1/2

La focalisation a été démontrée expérimentalement dans un système 1D1/2 comme l'atteste la figure 3.11. Dans cette expérience le laser fonctionne en régime continu quasi-monochromatique. La figure (a) représente la distribution d'intensité en sortie du système discret lorsque seul le cœur central est éclairé. Dans un deuxième temps cette distribution d'intensité (i.e. module carré de la fonction de Green) est imposée à l'entrée du guide discret via le SLM. Lorsque la répartition des phases des cœurs d'entrée est choisie aléatoirement, nous obtenons en sortie la distribution d'intensité reportée figure 3.11 (b). Sans modifier la distribution d'intensité, vient ensuite la recherche de la distribution des phases qui maximisent la puissance dans le cœur central. Cette distribution de phase particulière est imposée sans modification de la distribution d'intensité. Nous aboutissons alors à la focalisation discrète dont le résultat est présenté sur la figure 3.11 (c).

III. Démonstration expérimentale de la focalisation dans des guides discrets femto-inscrits parfaits :

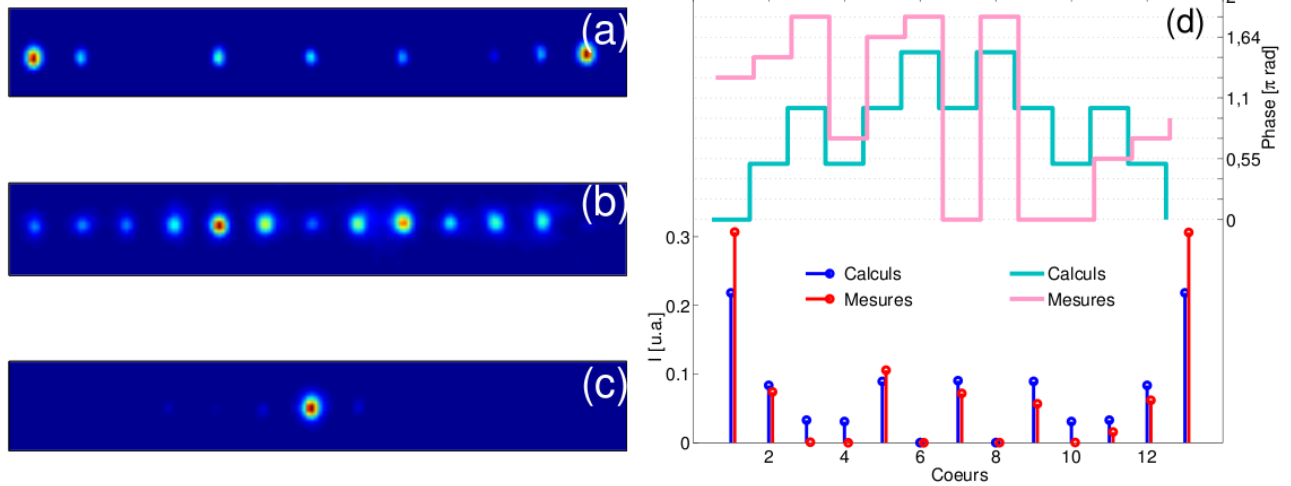


figure 3.11 : (a) figure de diffraction discrète en sortie d'un guide discret 1D1/2 de 10 cm de long lorsque l'on excite le cœur central (module carré de la fonction de Green) ; (b) distribution en sortie lorsqu'on applique en entrée la distribution (a) sans ajustement des phases ; (c) focalisation après ajustement des phases ; dans ce cas le rapport de Strehl vaut $R_s=0,9$; (d) comparaison entre la distribution (a) obtenue expérimentalement et celle calculée numériquement.

La figure 3.11 (c) attestent clairement que la lumière initialement répartie sur l'ensemble des cœurs en entrée est bien focalisée sur la face de sortie dans le cœur cible. Dans ce cas, le paramètre R_s vaut 0,9 ce qui veut dire que 90% de la puissance de sortie est localisée dans le cœur où nous souhaitons imposer la focalisation.

A l'issue de cette expérience, nous avons accès à l'amplitude et à la phase de la fonction de Green du système discret (voir figure 3.11 (d)). Le montage permet en effet d'effectuer à la fois la mesure de l'amplitude (directement avec la caméra CCD) et la mesure indirecte de la phase (suite à la procédure de recherche des phases optimales). On constate sur la figure 3.11 (d) que la fonction de Green mesurée est peu différente de la fonction de Green d'un composant discret parfait. Cet écart est lié notamment à l'inhomogénéité du composant qui n'est vraisemblablement pas tout à fait parfait.

La focalisation est quasi-parfaite puisque R_s est proche de 1. Cependant il devrait être possible de se rapprocher encore un peu plus d'une focalisation parfaite en optimisant d'autres paramètres comme la distribution d'amplitude ou le rendement d'injection dans chaque cœur (par l'intermédiaire de la position ou de la taille des faisceaux excitateurs).

2. Focalisation dans un guide discret 2D1/2

Nous avons également travaillé avec un guide discret 2D1/2. La procédure est identique à celle décrite pour un composant 1D1/2. Le composant est un réseau de 9 par 9 cœurs couplés. Le cœur cible est le cœur central (cœur de coordonnées (5,5)). La distribution d'intensité en sortie

lorsque seul ce cœur est excité est représentée sur la figure 3.12 (a). En suivant le protocole décrit précédemment, nous focalisons la lumière sur le cœur central avec un rapport R_s égal à 0,89 (figure 3.12 (c)).

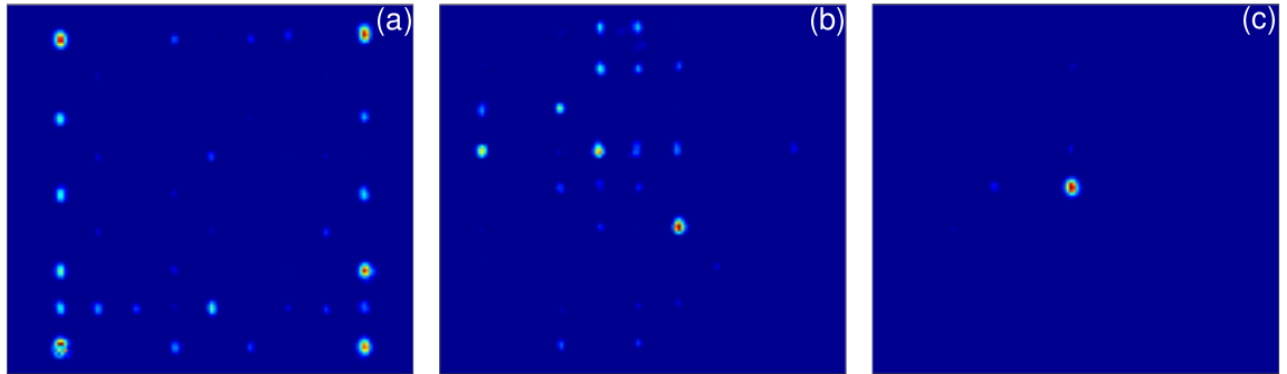


figure 3.12 : (a) Figure de diffraction en sortie du guide discret 2D1/2 de 10cm de long lorsque l'on excite le cœur central (5,5) de la maille cubique ; (b) distribution en sortie lorsqu'on applique en entrée la distribution (a) sans ajustement des phases relatives des cœurs ; (c) focalisation après ajustement des phases ; on obtient alors $R_s=0,89$.

Nous avons aussi vérifié que la focalisation est possible sur d'autres cœurs que le cœur central cœur (voir plus loin figure 3.13). La formation d'une image par balayage est donc envisageable.

3. Focalisation discrète en régime femtoseconde

Les expériences qui sont décrites dans ce paragraphe ont été réalisées avec un oscillateur au saphir dopé titane de largeur spectrale 10 nm fonctionnant en régime à modes bloqués. La figure 3.13 montre que l'architecture de focalisation est toujours opérationnelle en régime femtoseconde.

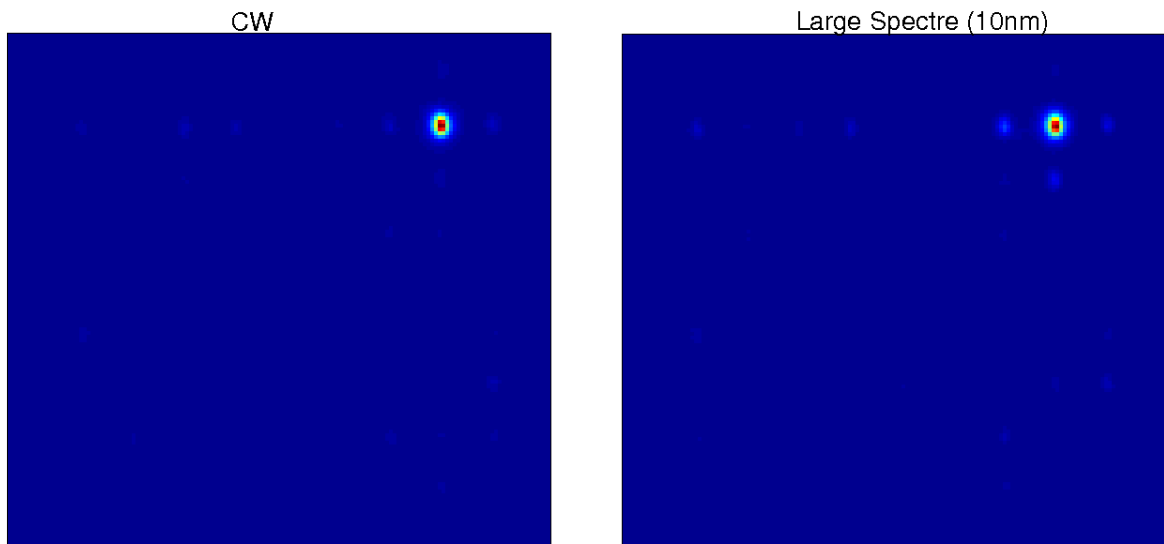


figure 3.13 : Comparaison entre focalisation en régime continu (gch. CW) et régime à modes bloqués (dr.). La focalisation reste possible avec un large spectre : en continu $R_s=0,88$; en régime femtoseconde (10 nm de largeur spectrale) $R_s=0,58$.

Nous observons cependant une diminution de l'efficacité de focalisation en comparaison avec le cas monochromatique. Le rapport R_s qui était égal à 0,88 en continu vaut maintenant 0,58 soit une diminution de 35%. Ceci est vraisemblablement dû au chromatisme du SLM et/ou à celui des coefficients de couplage du réseau de guides couplés. Nous reviendrons sur ce problème au paragraphe suivant (IV 2).

Les expériences qui viennent d'être décrites concernent exclusivement des composants courts (longueur ≤ 10 cm) et à fortes pertes (40dB/m). Le paragraphe suivant concerne la focalisation dans un composant discret de longueur métrique (0,6 m) à faibles pertes (4dB/km). Cette évolution est rendue possible par l'emploi de fibres optiques à cœurs multiples couplés.

IV. Focalisation dans une fibre optique multicoeur à structure discrète

Nous avons montré au début de ce chapitre (voir I 2.) par simulation numérique qu'il est théoriquement possible d'appliquer le principe de la focalisation discrète au cas d'un système transversalement inhomogène. Nous allons à présent démontrer expérimentalement cette propriété sur le cas d'une fibre à cœurs multiples couplés à maille cubique présentant un certain degré d'inhomogénéité.

1. Présentation de la fibre à cœurs multiples à structure discrète

a) Fabrication de la fibre

La fibre que nous avons utilisée a été fabriquée au Laboratoire PhLAM de l'Université de Lille 1. Cette fibre multicoeur est à maille cubique. Cette géométrie est compatible avec l'architecture d'imagerie discrète décrite au Chapitre 2 (ce qui n'est pas le cas rappelons-le de la maille hexagonale). L'utilisation de cette fibre pour l'imagerie discrète faisait initialement partie du programme de l'ANR SYDIMEN à laquelle contribue ce travail de thèse. Notamment par manque de temps, cette fibre a pour l'instant seulement été utilisée pour de la focalisation. Qui plus est, le défi technologique de concevoir une structure cubique, chose qui n'avait jamais été réalisé précédemment pour des systèmes discrets fibrés, a également été une forte motivation. Le défi est d'autant plus grand que les contraintes sur le contrôle de l'homogénéité de la structure en termes de constantes de propagation sont extrêmes. En effet, nous voulons un système discret qui permette de diluer l'énergie d'entrée sur une vingtaine de cœurs pour un guide métrique. Ceci implique des coefficients de couplages faibles ($K \approx 10\text{m}^{-1}$). Par voie de conséquence (voir Chapitre 2 V 2°)) nous aboutissons à des différences relatives de constantes de propagation de 10^{-6} !

Cette fibre multicoeur a été fabriquée selon la méthode d'empilement-étirage, dite du « stack and draw ». Cette méthode est utilisée généralement pour la fabrication de fibres microstructurées air-silice. Elle consiste dans notre cas à étirer des barreaux de silice dopée, nommés « préformes », jusqu'à un diamètre de l'ordre du millimètre (étape 1) puis à réaliser à l'échelle macroscopique un assemblage de ces barreaux afin de former la structure voulue (étape 2). La botte de barreaux ainsi formée est ensuite étirée jusqu'à un diamètre de quelques millimètres (étape 3), puis manchonnée dans un tube de silice et enfin tirée en fibre avec un diamètre extérieur de l'ordre de la centaine de microns (étape 4).

Les préformes utilisées sont à gradient d'indice parabolique dopée au Ge provenant de la société Draka. Le profil d'indice des préformes possède une variation d'indice de réfraction maximale de 31.10^{-3} figure 3.14. Le rapport entre la dimension extérieure de la préforme (paramètre « b » sur la figure figure 3.14 (a)) et la limite du gradient (paramètre « a » sur la figure 3.14 (a)) est égal à $b/a=1,408$. Le diamètre de la préforme est de 20 mm. Des barreaux de silice pure sont également utilisés pour compléter la structure comme l'indique la figure figure 3.15. Ils sont constitués de Suprasil F500 fourni par la société Heraeus.

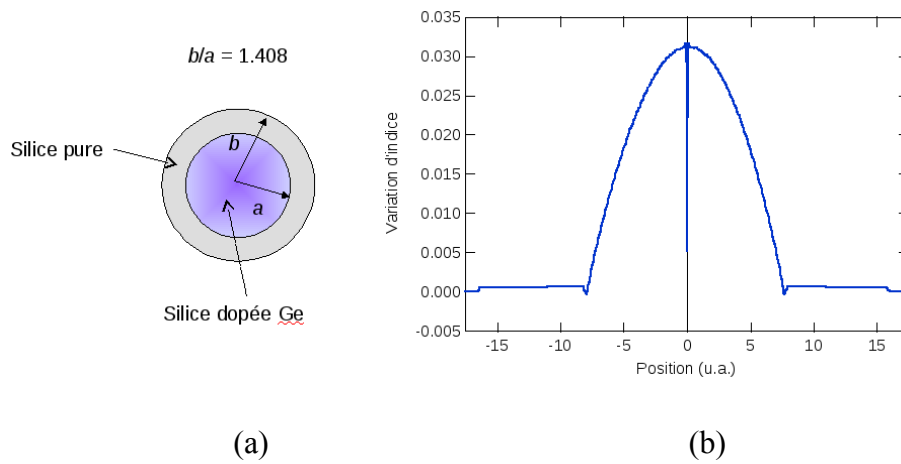


figure 3.14 : Profil de la préforme à gradient d'indice (a) schéma (b) mesure profilométrique.

Afin de contrôler l'espacement entre les cœurs de la fibre multicoeur, une étape supplémentaire peut être ajoutée. Il s'agit d'insérer les cannes tirées à l'étape 1 dans des capillaires dont le diamètre intérieur est égal au diamètre extérieur des cannes et dont le diamètre extérieur est ajusté pour satisfaire le rapport b/a que l'on souhaite imposer.

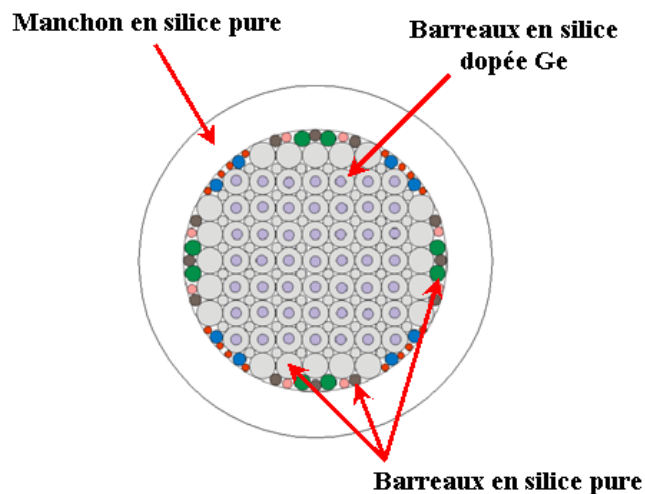


figure 3.15 : profil élaboré pour la conception d'une fibre à maille cubique à 49 cœurs.

Avant de fabriquer une structure 2D1/2 à 7x7 cœurs, des essais ont été réalisés avec des structures bi-cœurs afin de vérifier que des couplages faibles étaient réalisables. Puis une structure 1D1/2 à 7 cœurs alignés a été testée. Dans ce chapitre nous montrons seulement les résultats obtenus avec la structure 2D1/2 à 7x7 cœurs qui a finalement été réalisée. Une image de cette fibre au microscope électronique à balayage (MEB) est présentée sur la figure 3.16.

b) Caractéristiques de la fibre

Les caractéristiques de cette fibre multicœur sont les suivantes :

- Diamètre des cœurs : $2,5\mu\text{m}$
- Périodicité de la structure : $7\mu\text{m}$
- Structure initialement conçue pour être monomode à la longueur d'onde de 800nm . Nous avons constaté expérimentalement que les couplages sont faibles à cette longueur d'onde. Nous avons donc réalisé les expériences de focalisation à une longueur d'onde de 900nm .
- Longueur de couplage estimée : 15cm .
- Diamètre externe de la fibre : $210\mu\text{m}$
- Variation relative des diamètres des cœurs vraisemblablement inférieure à 1% (voir image MEB).

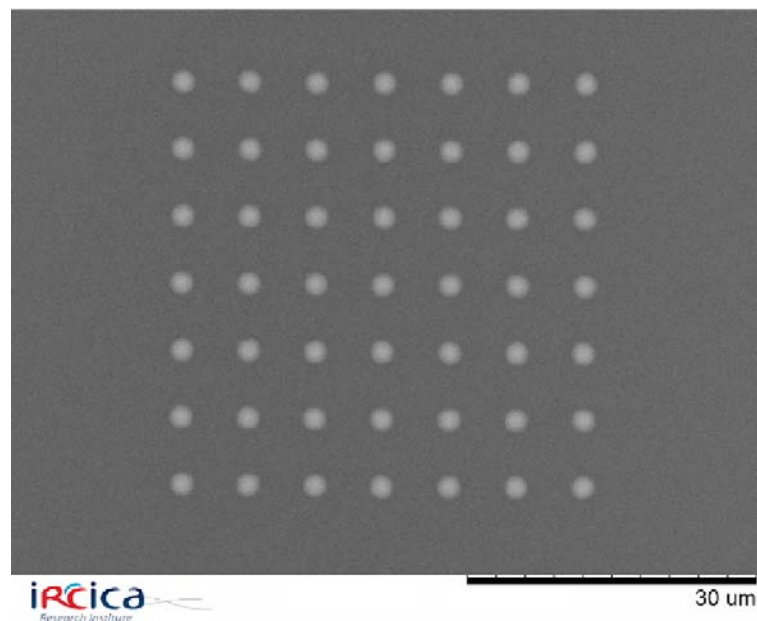


figure 3.16 : Photo MEB de la structure à maille cubique 7x7

2. Démonstration expérimentale de la focalisation discrète dans la fibre multicœur

L'inhomogénéité résiduelle de la fibre conduit à une propagation discrète de type diffusif comme l'atteste la figure 3.17 (a). Les couplages sont suffisants pour répartir la lumière, lorsque celle-ci est initialement injectée dans le cœur central, sur une vingtaine de cœurs après une propagation sur $0,6\text{ m}$.

IV. Focalisation dans une fibre optique multicoeur à structure discrète

Le protocole de phasage décrit au paragraphe II 3. a alors été appliqué à la fibre. Le résultat de la focalisation discrète dans cette fibre est présenté à la figure 3.17 (b).

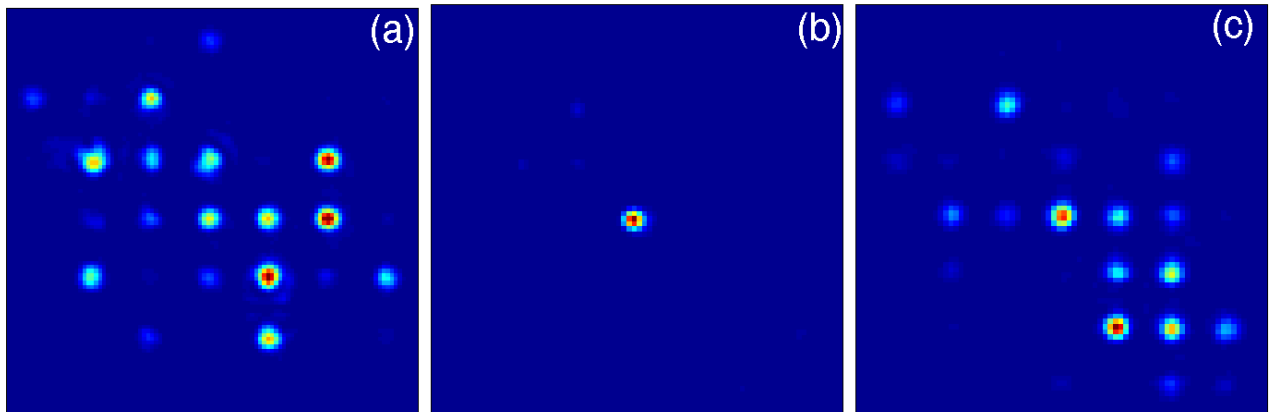


figure 3.17 : Image de la face de sortie de la fibre multicoeurs obtenue pour différentes conditions expérimentales en entrée : (a) distribution enregistrée lorsque seul le cœur central est éclairé (b) focalisation dans le cœur central après optimisation de la distribution en amplitude et en phase en entrée (c) distribution en sortie pour les mêmes conditions qu'en (b) excepté pour la phase qui est uniforme.

Ce résultat atteste clairement que la lumière initialement envoyée dans environ vingt cœurs s'est concentrée dans le cœur central [Suran 2009]. Le rapport de Strehl R_s défini précédemment atteint la valeur de 0,9, ce qui veut dire que 90% de la lumière est focalisée dans le cœur central. On constate sur la figure figure 3.17 (c) que sans ajustement de la phase en entrée, l'énergie reste distribuée sur un grand nombre de cœurs.

Par la suite, nous avons réussi à focaliser la lumière dans d'autres cœurs que le cœur central comme le montre la figure 3.18.

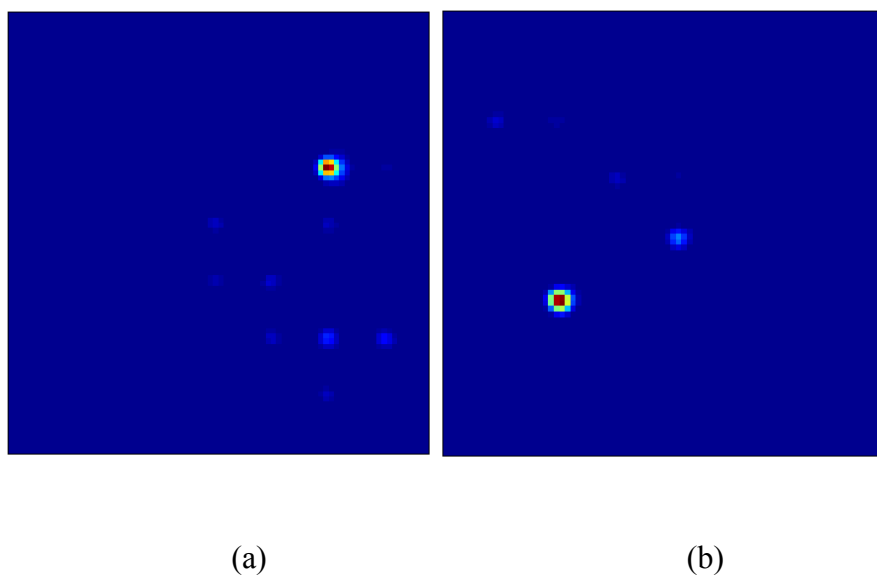


figure 3.18 : La focalisation est réalisable dans des cœurs différents et offre la possibilité d'effectuer un balayage en sortie (a) $R_s=0,74$, (b) $R_s=0,8$

Nous avons alors constaté que le rapport de Strehl varie d'un cœur à l'autre. Dans le plus mauvais des cas ce rapport chute à 75% ce qui reste relativement satisfaisant. On peut attribuer cet effet à divers processus. Comme nous l'avons vu certaines inhomogénéités peuvent réduire la fraction d'énergie transférée entre cœurs et donc aboutir à une localisation de la lumière. De plus, les coefficients de couplage peuvent être affectés longitudinalement en raison de contraintes mécaniques le long de la fibre.

Dans un environnement dépourvu de fortes fluctuations, la focalisation discrète peut être maintenue pendant plusieurs dizaines de minutes sans réajuster les réglages du système. Dans le cas de perturbations telles que des contraintes mécaniques localisées, des courbures, ou une variation de longueur d'onde d'une vingtaine de nanomètres, le protocole doit être relancé depuis le début.

Le régime d'excitation femtoseconde (largeur spectrale 10 nm) a également été étudié. Nous avons alors enregistré une réduction du rapport de Strehl comparable au cas des guides femto-inscrits (35 à 40% de réduction en comparaison avec le régime monochromatique).

Le résultat précédent met en évidence le chromatisme du système qui est lié au chromatisme des coefficients couplages de la structure discrète et à celui du SLM. Pour identifier parmi ces deux contributions celle qui est prépondérante, nous avons tout d'abord effectué des simulations tenant compte uniquement du chromatisme des couplages. Sur la figure 2.1 (a) sont représentées les distributions d'intensité finales pour trois cas différents : (i) en rouge lorsque que K ne dépend pas de la longueur d'onde, (ii) en bleu lorsque K dépend de la longueur d'onde selon une évolution réaliste présentée au Chapitre 2 (IV. 3. a.) s'appuyant sur les caractéristiques réelles de la fibre, (iii) en vert pour une dispersion des couplages fictive 10 fois supérieure à la réalité. Nous constatons (courbe en bleu) que le chromatisme des couplages de la fibre a une faible influence sur la focalisation. Il faudrait un chromatisme plusieurs fois supérieur pour que l'effet soit notable (courbe en vert).

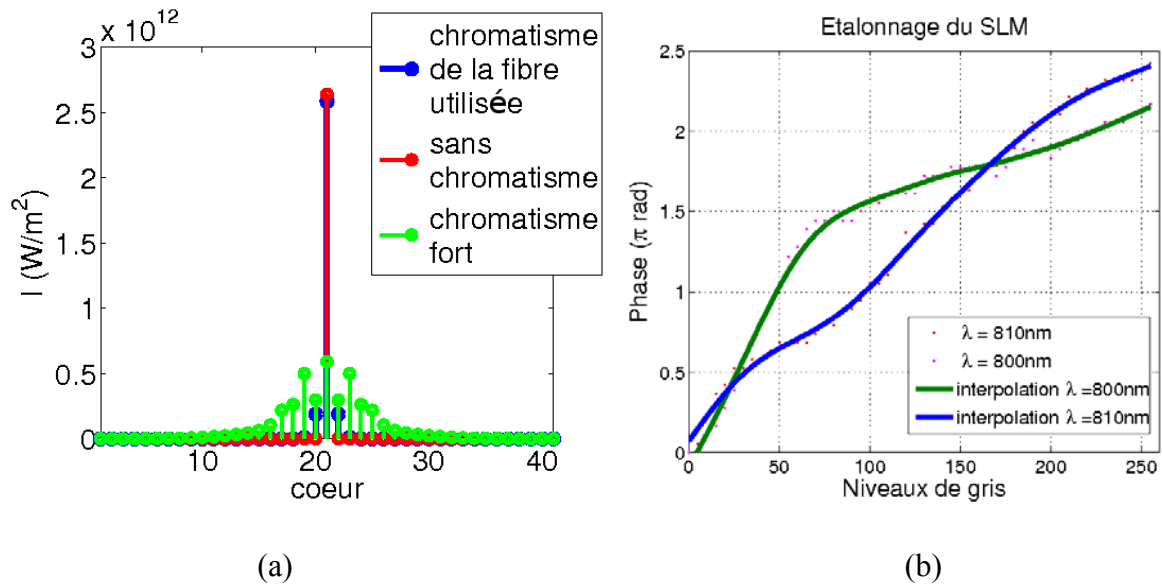


figure 3.19 : (a) simulation numérique de la focalisation 1D1/2 sur 60cm sans chromatisme des couplages (rouge), avec un chromatisme réaliste (bleu), avec un chromatisme 10 fois supérieur à la réalité ; (b) mesures issues du calibrage du SLM à 2 longueurs d'onde séparées de 10 nm. Pour un niveau de gris de 100, le contrôle en phase est fortement altéré (déphasage de $\pi/2$).

Par contre, si l'on compare les courbes de calibrage du SLM pour deux longueurs d'onde distantes de 10nm (810 et 800nm), nous voyons apparaître que pour une même commande (niveau de gris = 100) nous pouvons avoir un écart de phase très important pouvant atteindre $\pi/2$. Le chromatisme du SLM est donc le facteur prépondérant. Contrairement au système d'imagerie discrète, le dispositif de focalisation discrète peut donc être rapidement pénalisé par un certain chromatisme.

3. Limitations du dispositif de focalisation discrète

Le chromatisme qui vient d'être évoqué est forcément un premier facteur limitant pour la focalisation discrète.

Les pertes constituent une autre limitation du système. Celles-ci sont liées à la diffraction sur les réseaux élémentaires (efficacité maximale égale à 30%), à l'efficacité d'injection dans les cœurs et à la nature lacunaire de la structure discrète.

Une autre limitation importante vient du temps de réponse du dispositif. Cette caractéristique est d'une grande importance en vue d'applications telle que la formation d'image endoscopiques par balayage ou bien, dans un secteur différent, le phasage d'une fibre active laser à cœurs multiples (non forcément couplés). Dans l'état actuel, le temps de réponse de notre dispositif est très important car un grand nombre de paramètres sont sub-optimaux de ce point de vue. On peut indiquer en premier lieu le temps mis par la procédure d'optimisation des phases pour la

focalisation. Notre algorithme doit balayer un grand nombre de cas pour maximiser le cœur visé. Le temps de calcul du point de fonctionnement est de l'ordre de 2 à 3 minutes. Un moyen pour réduire ce temps serait d'explorer un plus petit nombre de valeurs de phase comme c'est le cas avec un algorithme génétique par exemple. D'autre part, pour chaque valeur de phase la détermination du rapport R_s se fait à l'heure actuelle sur un nombre important de mesures (moyennage sur 800 ms). S'ajoute à cela le temps d'afficher d'une image par le SLM. Le volume des images qui sont mises en jeu (plus de 2 millions de pixels) est également limitant. La vitesse d'acquisition de la caméra (20 images par seconde) n'est pas optimale. Le remplacement de la caméra par une photodiode est envisageable. Le taux de rafraîchissement du SLM est seulement de 60Hz (adapté au standard d'affichage DVI) alors que les cristaux liquides permettent d'atteindre un temps de réponse sub-milliseconde. Ainsi les sources d'amélioration sont très nombreuses de telle sorte qu'un temps de réponse inférieur à la seconde semble accessible après optimisation.

Résumé du Chapitre 3 :

Nous avons démontré numériquement et expérimentalement le principe de la focalisation discrète. Ce principe s'appuie sur celui du retour inverse de la lumière dans un guide discret. Nous avons montré que les couplages cohérents d'un ensemble de cœurs peuvent conduire après propagation discrète à concentrer l'énergie sur un cœur unique en sortie. L'onde est répartie en entrée sur une vingtaine de cœurs de façon identique à ce qui se produit au milieu du dispositif d'imagerie discrète (voir Chapitre 2). Comme pour l'imagerie discrète, on devine qu'il en résulte une forte réduction de la non linéarité du guide ce qui représente potentiellement un point positif pour le déport d'impulsions brèves et intenses.

La mise en place expérimentale de cette architecture comprend un modulateur à cristaux liquides contrôlant l'amplitude et la phase de l'onde incidente. Nous avons utilisé un modulateur de phase pure dans une configuration d'optique diffractive particulière mettant en œuvre une surmodulation périodique équivalente à un réseau de diffraction à échelettes ajustables.

Les guides discrets utilisés pour ces expériences sont issus de 2 technologies de fabrication différentes. La première est une technique de photo-inscription par impulsions femtosecondes sur verre de silice. Elle fait bénéficier d'une très grande qualité de réalisation qui autorise un régime de propagation discrète quasi-idéal. En revanche, avec cette solution le guide est rigide, court et présente beaucoup de pertes. La seconde catégorie de guides que nous avons utilisés est basée sur la technologie fibre optique. Cette solution a pour avantage de fournir un composant souple, long, sans pertes, ayant une densité de cœurs importante. Par contre dans ce cas un certain degré d'inhomogénéité transverse dégrade le régime de propagation discrète qui est alors plutôt de type diffusif. Dans les deux cas nous avons démontré l'effet de focalisation discrète. Un rapport de Strehl proche de 100% a été mesuré en continu dans les deux cas.

Enfin, nous avons démontré que cette architecture fonctionne aussi en régime femtoseconde sur une bande spectrale de 10 nm. Le chromatisme des différents composants (SLM et guide discret) s'est avéré suffisamment faible pour autoriser la focalisation discrète en régime impulsionnel et l'obtention d'un rapport de Strehl supérieur à 50% dans tous les cas.

Conclusion générale et perspectives

L'objectif initial des travaux qui viennent d'être exposés était d'évaluer le potentiel de guides d'onde à cœurs multiples couplés utilisés en régime de « propagation discrète » en vue de déporter des impulsions brèves et intenses pour une application en imagerie non-linéaire endoscopique. C'est à notre connaissance la première tentative d'utilisation des systèmes discrets dans le secteur applicatif. Deux solutions inédites mettant en œuvre des propriétés fondamentales propres aux systèmes discrets ont été validées numériquement et expérimentalement : d'une part l'architecture d'imagerie discrète, d'autre part celle de focalisation discrète. Avec l'une ou l'autre de ces solutions nous avons démontré expérimentalement qu'il était possible, après avoir réparti une onde sur une cinquantaine de guides optiques individuels, de la focaliser par phasage respectivement passif ou actif. Avec l'une ou l'autre de ces solutions la localisation de l'onde dans un unique cœur en sortie est proche de l'idéal et un balayage pour la formation d'une image est envisageable en régime continu comme en régime impulsionnel. L'originalité de ces recherches a été reconnue par deux publications dans des revues internationales et plusieurs communications dans des conférences nationales et internationales. Deux autres publications sont également en préparation concernant d'une part les propriétés non linéaires des guides discrets et d'autre part certains résultats qui ont découlés de ces travaux et qui seront évoqués à la fin de cette conclusion.

Des perspectives d'amélioration et d'évolution de ces travaux existent bien évidemment. Celles-ci concernent tout d'abord l'imagerie discrète et les composants réalisés par inscription femtoseconde qui ont servi à valider cette configuration particulière. Sur le plan technologique l'IAP (Jena, Allemagne) s'est récemment doté d'un dispositif de nano-positionnement à très grande course qui devrait permettre de réaliser des composants longs de plus de 500 mm. Du point de vue de la transparence de ces composants qui est à l'heure actuelle relativement faible des améliorations sont peut-être possibles. Celles-ci passeront par une meilleure compréhension de la physico-chimie de l'étape de photo-modification du substrat ce qui permettra peut-être de définir un matériau et une procédure de fabrication plus optimaux. Sur le plan fondamental, certaines propriétés des systèmes discrets idéaux restent à démontrer expérimentalement. Ainsi par exemple, R. Gordon [Gordon 2004] a montré théoriquement qu'il était possible de réaliser l'imagerie discrète dans un système fini à l'aide d'un réseau présentant une variation transverse particulière des constantes de couplage.

Beaucoup de perspectives se profilent également du côté de la focalisation discrète et des composants discrets fibres optiques qui ont été utilisés pour les expériences correspondantes.

Rappelons tout d'abord la performance technologique qui est derrière la fabrication de ces fibres à cœurs multiples couplés à grande longueur de couplage : les disparités cœur à cœur de cette structure métrique souple sont de l'ordre du millionième en termes de constante de propagation ce qui est remarquable. Même poussée à ses limites cette technologie donne cependant des structures couplées possédant un certain degré d'inhomogénéité résiduelle (qui est cependant relatif si on considère que la différence de chemin optique cœur à cœur est en moyenne inférieure au micromètre sur une longueur de un mètre !!). Nous avons vu que la propagation dans ces structures était ainsi plutôt de type diffusif ce qui n'empêche pas de répartir l'onde sur un très grand nombre de cœurs. Par manque de temps notamment, il n'a pas été possible de tester des tronçons encore plus longs, de plusieurs mètres pourquoi pas, ce qui sera fait facilement et prochainement. La démonstration expérimentale d'une propagation discrète parfaite dans un guide discret fibré long reste un challenge. Il n'est pas certain que la meilleure solution pour arriver à ce résultat passe par la fabrication de ces fibres à cœurs multiples dopés et gaine silice. La préforme dopée et les cannes qu'on en tire et qui servent à la fabrication de la structure multicoeur sont en effet vraisemblablement inhomogènes longitudinalement ce qui induit l'inhomogénéité transverse de la structure finale dont nous avons parlé précédemment. Ce défaut semble très difficile à éliminer. D'autre part ces composants dopés sont très couteux ce qui limite le nombre d'essais possibles. Une voie très prometteuse a consisté à passer à des fibres microstructurées air-silice à cœurs multiples couplés non dopés. Le laboratoire PhLAM travaille en ce moment sur ce sujet. Les avancées attendues sont les suivantes : amélioration de l'homogénéité longitudinale et transversale des composants, maintien de la polarisation dans les cœurs individuels avec des lignes neutres alignées cœur à cœur (sur la base d'une géométrie cubique et/ou de cœurs elliptiques), amélioration des propriétés opto-mécaniques (réduction de la sensibilité aux courbures grâce à la présence de ponts de silice nanométriques susceptibles d'« absorber » les contraintes mécaniques lors de la torsion de la fibre).

Enfin ces travaux ont conduit à la mise au point d'un dispositif de mise en forme cohérente pour l'excitation de guides d'onde multicoeurs dont les perspectives d'application s'étendent au-delà du secteur de l'imagerie endoscopique. Des résultats seront en effet prochainement publiés concernant le phasage en champ lointain d'une fibre à 49 cœurs non couplés. Le domaine applicatif qui est ici visé est celui des lasers et des amplificateurs lasers à fibre optique de forte puissance. Le phasage d'un ensemble d'émetteurs lasers devrait permettre prochainement la démonstration d'une montée en puissance des sources à fibre optique à cœurs multiples dopés tout en maintenant une brillance optimale.

ANNEXES

Annexe A.

Analogie entre dispersion (domaine temporel) et diffraction (domaine spatial)

Dans le domaine temporel, une impulsion met un temps de groupe t_g (ou temps de vol) pour parcourir une distance L . Cette impulsion suit la loi de dispersion en $k(\omega)$:

$$k(\omega) = k_0 + k^{(1)}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}k^{(2)}(\omega - \omega_0)^2 + \dots$$

$$\varphi(\omega) = -k(\omega)L$$

$$\varphi^{(1)} = \left(\frac{d\varphi}{d\omega} \right)_{\omega=\omega_0} = -t_g = -k^{(1)}L$$

$$k^{(1)} = \left(\frac{dk}{d\omega} \right)_{\omega=\omega_0} = \frac{t_g}{L}$$

Dans le domaine spatial, un faisceau limité (analogue d'une impulsion limitée temporellement) se retrouve dévié transversalement d'une distance x_g au bout d'une distance L .

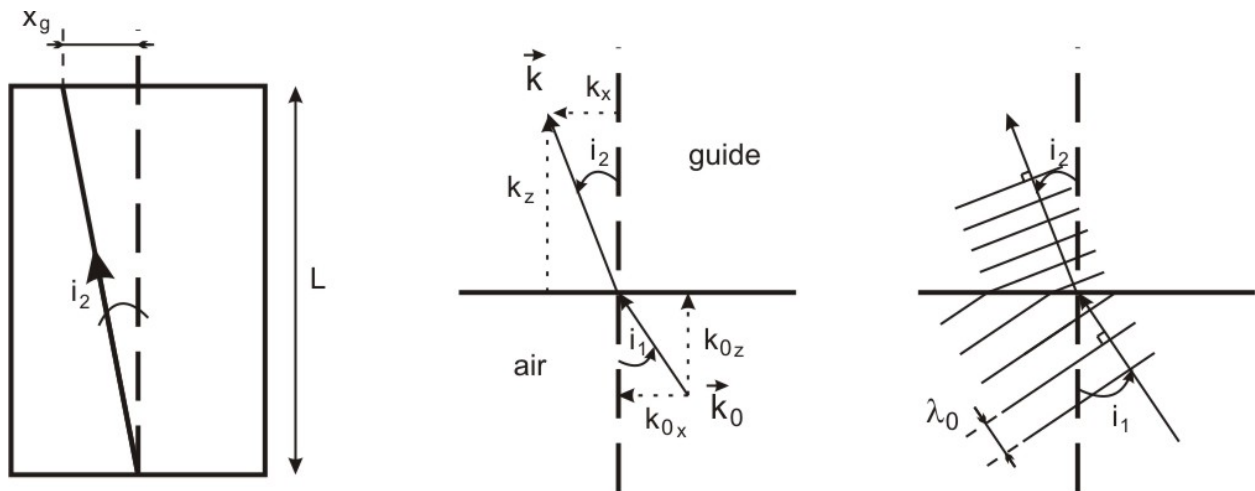


Schéma général ; Condition de continuité

Continuité de la phase au passage de l'air vers le milieu discret $\Leftrightarrow k_x = k_{0x} = k_0 \sin(i_1)$.

Ceci indique que c'est l'angle d'incidence i_1 qui impose k_x dans le milieu discret, ce qui revient à imposer le déphasage θ entre cœurs : $\theta = k_x d$, avec d la distance inter-cœur.

Nous pouvons donc faire l'analogie suivante :

Domaine temporel

$$\omega t - kz = cste$$

Pour L et t_g fixes :

$$t_g d\omega - L dk = 0 \quad \Leftrightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{1}{v_g} = \frac{t_g}{L} = \frac{dk}{d\omega}$$

Domaine spatial

$$k_x x + k_z z = cste$$

Pour L et x_g fixes :

$$x_g dk_x + L dk_z = 0$$

$$\Rightarrow \frac{1}{v_g} = \frac{x_g}{L} = -\frac{dk_z}{dk_x} = \tan(i_2)$$

Dispersion	ω	$k(\omega)$	L	t_g	$\frac{d^2k}{d\omega^2}$
Diffraction	k_x	$k_z(k_x)$	L	x_g	$\frac{d^2k_z}{dk_x^2}$

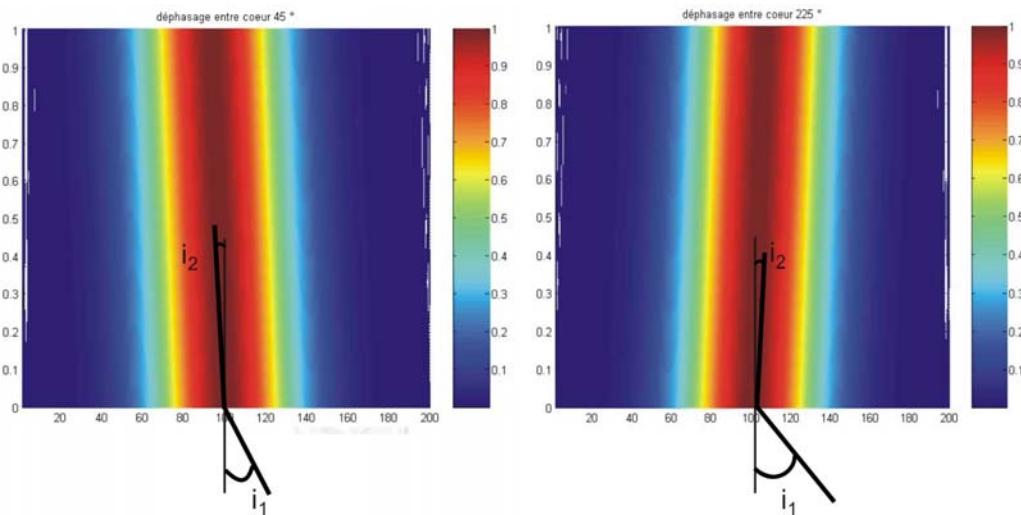
Paramètres analogues entre dispersion temporelle et diffraction

Annexe B.

Vérification de la loi de dispersion spatiale

Afin de vérifier la validité du modèle numérique, nous avons comparé les résultats obtenus par nos simulations numériques aux propriétés analytiques démontrées par Y. Silberberg et al. Eisenberg et al. (2000). Nous voulions notamment vérifier que les systèmes périodiques peuvent présenter dans certaines situations une diffraction normale, annulée ou anormale, ou encore une réfraction négative.

Pour cela, nous éclairons plusieurs dizaines de cœurs en entrée du réseau de guides selon une répartition gaussienne⁹ suffisamment étendue pour qu'elle soit proche d'une onde plane afin de n'exciter approximativement qu'une fréquence spatiale ($k_x \Leftrightarrow \theta$) bien définie dans l'espace réciproque. En faisant varier θ , nous obtenons différentes figures de réfraction comme on peut le voir sur la figure suivante :



Deux exemples de réfraction à l'interface air-milieu discret, (gch) $i_1 \approx 1^\circ$, $i_2 \approx 7,5 \cdot 10^{-3}^\circ$; (dr.) $i_1 \approx 4^\circ$, $i_2 \approx -7,5 \cdot 10^{-3}^\circ$ (réfraction négative) ; Pour $K=9,24 \text{ m}^{-1}$; $d=7\mu\text{m}$; $\lambda=830\text{nm}$; $L=1\text{m}$.

À partir de ces simulations, nous souhaitons connaître la direction i_2 . Nous avons, pour cela, calculé la position moyenne du faisceau discret d'arrivée.

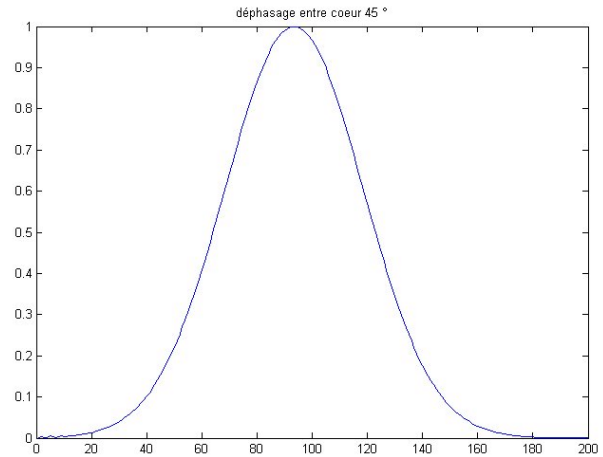
⁹ $\exp\left(-\left(\frac{x-x_0}{\sigma}\right)^2 + j(x-x_0)\theta\right)$ avec x le n° de cœur, x_0 le cœur excité et σ qui permet de définir combien de guides sont éclairés en entrée.

pour $\lambda = 830 \text{ nm}$, $L = 1 \text{ m}$ et $d = 7 \mu\text{m}$

$$i_2 = \arctan \left(\frac{(i_{\text{coeur_depart}} - i_{\text{coeur_arrivee}}) d}{L} \right)$$

$$i_1 = \arcsin \left(\frac{\theta}{k_0 d} \right)$$

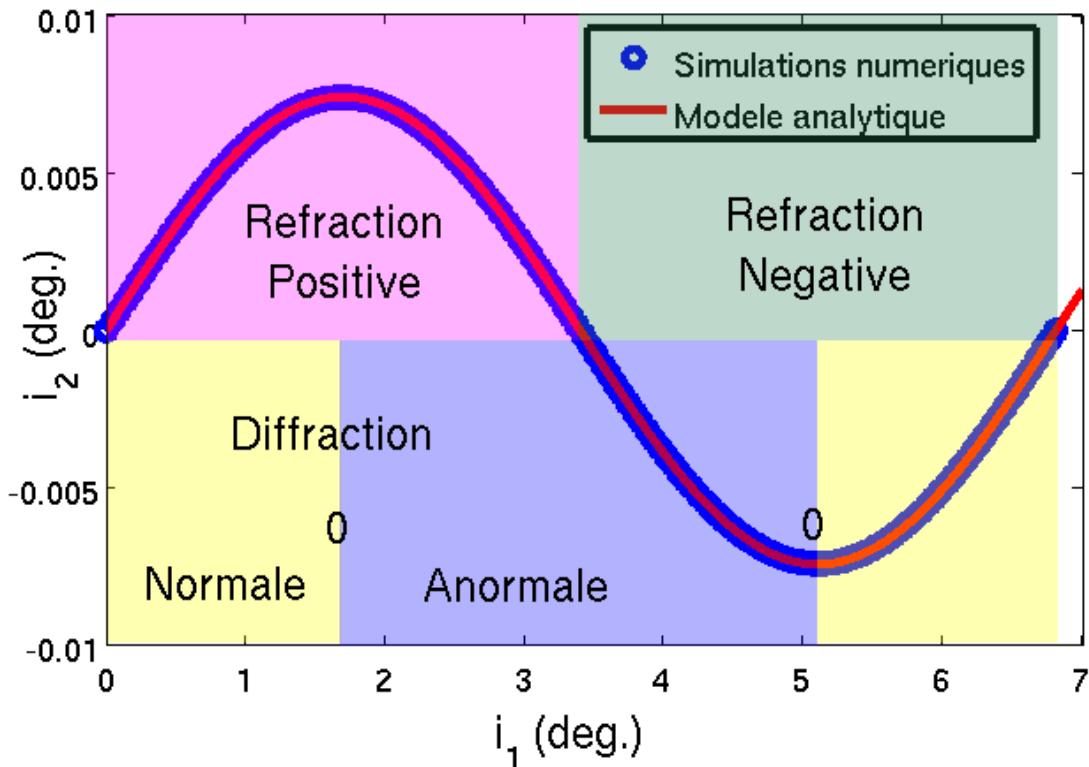
$$i_{\text{coeur_arrivee}} = \frac{\sum_{i=0}^N |Ei|^2 \cdot i}{\sum_{i=0}^N |Ei|^2}$$



(dr.) méthode de calcul de la position moyenne du faisceau en sortie du système discret ;
 (gch.) Répartition de champ en sortie de guide discret composé de 200 cœurs.

Puis, nous réitérons ce calcul pour différentes valeurs de θ .

Il a ainsi été possible d'extraire les données reportées à la figure suivante. Nous retrouvons la loi de dispersion spatiale (i.e. de diffraction). Nous identifions alors clairement les différents régimes de propagation : diffraction positive, nulle, négative ; réfraction positive, négative. Si nous observons cette figure, nous constatons que $|i_2|$ prend une valeur maximale pour des déphasages correspond à 90 et 270 ° en entrée.



Vérification de la loi de dispersion spatiale ; (pour $d = 7 \mu\text{m}$ et $K = 9,24 \text{ m}^{-1}$)

Nous remarquons un parfait accord entre le calcul et le modèle analytique.

Ainsi, l'étude de la dispersion spatiale nous permet d'expliquer l'allure de la fonction de Green du milieu discret (fig. 1.6). Lorsqu'un seul cœur est éclairé (réponse impulsionnelle spatiale), nous excitons toute une famille de valeur de k_x (donc plusieurs directions i_1). Pour des angles moyens i_1 correspondant à un θ proche de 90 et 270° (diffraction annulée), i_2 ne varie quasiment pas, nous comprenons donc que l'énergie s'accumule plutôt dans ces directions particulières où i_2 est extrémal.

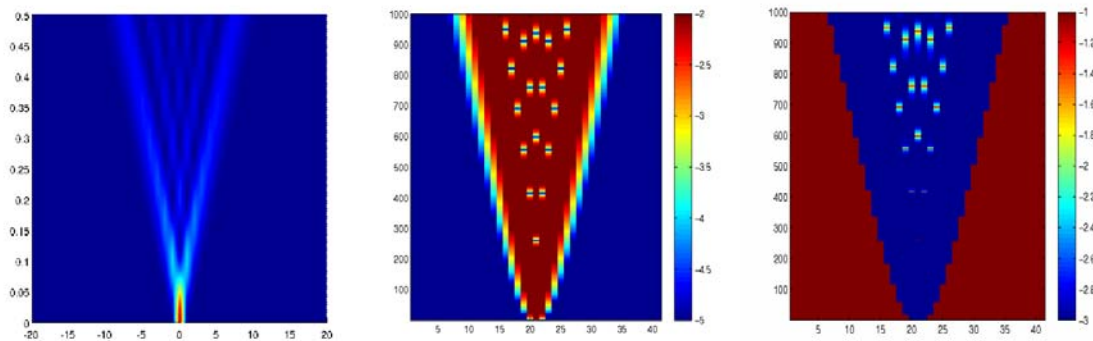
Annexe C.

Comparaison entre solutions analytique et numérique du système des équations des modes couplés

Nous avons ici tracé l'erreur relative entre les solutions analytique et numérique :

$$erreur_relative_{log} = \log_{10}(erreur_relative)$$

$$erreur_relative = \frac{|I_{numérique} - I_{analytique}|}{I_{analytique}}$$



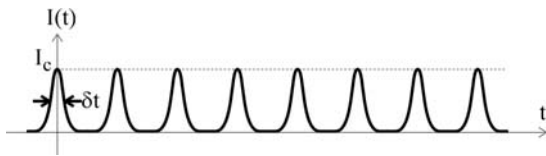
(gch) solution analytique (fonctions de Bessel) (milieu) solutions en échelle logarithmique ($I_{log} = \log_{10}(I)$) ; (dr.) erreur relative en échelle logarithmique

Les courbes montrent une bonne fiabilité du modèle numérique. Les erreurs sont présentes surtout pour les valeurs faibles du champ. Pour $I > 10^{-3}$, l'erreur relative est inférieure à 6×10^{-3} . Pour $I > 10^{-2}$, l'erreur relative est inférieure à 8×10^{-4} .

Annexe D.

Approche simplifiée permettant de montrer que l'élargissement spectral dû à l'effet Kerr d'automodulation de phase est proportionnel au coefficient non linéaire du guide d'onde.

Considérons un train d'impulsions lumineuses de durée δt issu d'un laser et injecté dans un guide d'onde. Soit f_r (Hz) le taux de répétition du laser. Soit P (en W) la puissance moyenne délivrée par le laser, ϵ (J) l'énergie et B (Hz) le nombre d'impulsions par seconde. Le guide d'onde possède une surface effective A_{eff} (en m^2). I_c (en W/m^2) désigne l'intensité maximale (dite intensité « crête ») des impulsions.



On souhaite connaître l'intensité crête des impulsions. Pour simplifier le calcul de I_c on assimilera les impulsions à des impulsions rectangulaires de durée totale δt .

$$\epsilon = \frac{P}{B}; P_c = \frac{\epsilon}{\delta t} = \frac{P}{B \cdot \delta t}; I_c = \frac{P_c}{A_{\text{eff}}} = \frac{P}{A_{\text{eff}} \cdot B \cdot \delta t}$$

$$I_c = \frac{P}{A_{\text{eff}} \cdot B \cdot \delta t}$$

Lors de la propagation dans un guide, chaque impulsion est soumise à l'effet Kerr d'automodulation de phase qui se traduit par le fait que l'indice de réfraction du guide vu par la lumière devient une fonction de $I(t)$:

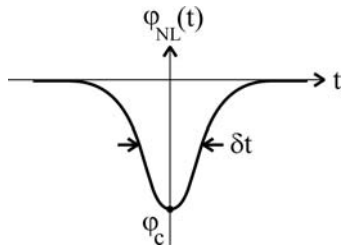
$$n(t) = n_0 + \gamma \cdot I(t)$$

n_0 désigne l'indice de réfraction linéaire du guide d'onde. γ (en m^2/W) est le coefficient non linéaire de la silice qui compose le guide ($\gamma = n_2$).

La porteuse optique après propagation sur une longueur L de fibre subit un déphasage non linéaire $\varphi_{\text{NL}}(t)$ induit par l'effet Kerr. Dans la convention : $e^{j(\omega t - kz)}$:

$$\varphi_{\text{NL}}(t) = -k \cdot L = -\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \gamma \cdot I(t) \cdot L$$

Le « déphasage crête » φ_c est défini sur le schéma ci-dessous :



$$\underline{\phi_c = -\frac{2\pi}{\lambda_o} \cdot \gamma \cdot I_c \cdot L}$$

On veut connaître la relation qui existe entre l'élargissement spectral δf_{NL} dû à l'effet Kerr et le coefficient non linéaire γ . On sait que la phase en sortie de guide est :

$$\psi(t) = 2\pi f_o t + \phi_{NL}(t)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \psi(t)}{\partial t} = f_o + \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi_{NL}(t)}{\partial t}$$

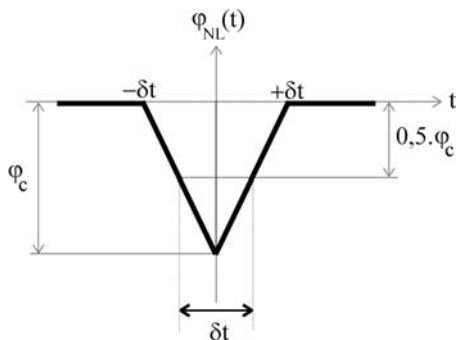
f_o désigne la fréquence initiale de l'onde porteuse de l'impulsion alors que $f(t)$ représente la fréquence instantanée de la porteuse en sortie de guide

$$\underline{f(t) = f_o + \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi_{NL}(t)}{\partial t}}$$

De plus δf_{NL} est de l'ordre de grandeur de :

$$\delta f_{NL} = \max(f(t)) - \min(f(t))$$

Pour simplifier le calcul on approxime le profil temporel de modulation de phase non linéaire à un profil temporel triangulaire conformément à la figure ci-dessous :



Les différentes valeurs prises par $\frac{d\phi_{NL}(t)}{dt}$ dans ces conditions sont :

$$t \in [-\delta t, 0], \frac{d\varphi_{NL}(t)}{dt} = +\frac{\varphi_c}{\delta t} \quad (\varphi_c < 0 !)$$

$$t \in [0, +\delta t], \frac{d\varphi_{NL}(t)}{dt} = -\frac{\varphi_c}{\delta t}$$

$$t \in [-\infty, -\delta t] \cup [+\delta t, +\infty], \frac{d\varphi_{NL}(t)}{dt} = 0$$

$$t \in [-\delta t, 0], \frac{d\varphi_{NL}(t)}{dt} = -\frac{2\pi \cdot \gamma \cdot I_c \cdot L}{\lambda_o \cdot \delta t}$$

$$t \in [0, +\delta t], \frac{d\varphi_{NL}(t)}{dt} = +\frac{2\pi \cdot \gamma \cdot I_c \cdot L}{\lambda_o \cdot \delta t}$$

$$t \in [-\infty, -\delta t] \cup [+\delta t, +\infty], \frac{d\varphi_{NL}(t)}{dt} = 0$$

Donc :

$$\delta f_{NL} = \max\left(\frac{1}{2\pi} \frac{\partial \varphi_{NL}(t)}{\partial t}\right) - \min\left(\frac{1}{2\pi} \frac{\partial \varphi_{NL}(t)}{\partial t}\right) = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{2\pi \cdot \gamma \cdot I_c \cdot L}{\lambda_o \cdot \delta t} - \left(-\frac{2\pi \cdot \gamma \cdot I_c \cdot L}{\lambda_o \cdot \delta t} \right) \right] = \frac{1}{2\pi} \cdot 2 \cdot \frac{2\pi \cdot \gamma \cdot I_c \cdot L}{\lambda_o \cdot \delta t}$$

$$\underline{\delta f_{NL} = \frac{2 \cdot \gamma \cdot I_c \cdot L}{\lambda_o \cdot \delta t}}$$

On vérifie ainsi que l'élargissement spectral est proportionnel au coefficient non linéaire du guide d'onde.

Bibliographie de l'auteur

Revue internationale avec comité de lecture :

– E. Suran, F. Louradour, A. Barthélémy, A. Kudlinski, G. Martinelli, Y. Quiquempois, M. Douay, Discrete focusing in an optical fibre with a 2D square array of coupled waveguide, *Optics Letters*, Vol. 34, No. 16 / August 15, 2009

– A. Szameit, F. Dreisow, H. Henrich, T. Pertsch, S. Nolte, A. Tünnermann, E. Suran, F. Louradour, A. Barthélémy, S. Longhi, Image reconstruction in segmented fs laser written waveguide arrays, *Applied Physics Letters*, vol 93, issue 18, pp 181109-1/ 181109-3, Novembre 2008

– L. Lavoute, A. Roy , P. Leproux , P. Roy , E. Suran, BPM-Numerical Study of Microstructured Fiber With High Difference Index Profile, *Journal of Lightwave Technology*, Volume 26, Issue 18, pp. 3261 - 3268, Sept 2008

– M. Lelek, E. Suran, F. Louradour, A. Barthélémy, B. Viellerobe, F. Lacombe, Coherent femtosecond pulse shaping for the optimization of a nonlinear microendoscope, *Optics Express*, Vol.15, issue 16, pp.10154-10162, aout 2007

Conférences internationales :

– E. Suran, A. Kudlinski, G. Martinelli, Y. Quiquempois, M. Douay, F. Louradour, D. Pagnoux, A. Barthélémy, Polarization maintaining square lattice multicore fiber, *CLEO Europe 2009*, Munich, 14-19 juillet 2009 (poster)

– J. Desroches, D. Pagnoux, F. Louradour, E. Suran, J. Brevier, A. Barthélémy, Endoscopic polarization imaging of biological tissues, *OSA Optics and Photonics congress - advances in imaging*, Vancouver, 26-30 avril 2009

– M. Heinrich, A. Szameit, F. Dreisow, F. Louradour, E. Suran, T. Pertsch, S. Nolte, A. Barthélémy, A. Tünnermann, Self imaging in segmented waveguide arrays, *SPIE Photonics West*, San Jose, Californie, 24-29 janvier 2009

– E. Suran, F. Louradour, D. Pagnoux, A. Barthélémy, A. Kudlinski, G. Martinelli, Y. Quiquempois, M. Douay, A. Szameit, T. Pertsch, Discrete system applied to nonlinear imaging, *EOS Annual Meeting 2008*, Paris, 29 Sept.-3 oct. 2008

Conférences nationales :

– E. Suran, F. Louradour, A. Barthélémy, A. Kudlinski, G. Martinelli, Y. Quiquempois et M. Douay, Focalisation discrète dans une fibre à réseau 2D de guides couplés, *Journées Nationales d'Optique Guidée*, (JNOG 2009), Lille, 6-9 juillet 2009

– J. Guillot, S. Auroux, J. Lhermite, E. Suran, A. Kudlinski, F. Louradour, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène et A. Barthélémy, Architectures pour la combinaison de lasers à fibre : continu et femtoseconde, *JNOG 2009*, Lille, 6-9 juillet 2009 (conférence invitée)

– J. Desroches, D. Pagnoux, F. Louradour, E. Suran, J. Brevier, A. Barthélémy, Imagerie polarimétrique endoscopique, 4èmes Journées sur l'Imagerie Optique Non Conventiennelle, Paris, 11-12 mars 2009

– E. Suran, F. Louradour, A. Barthélémy, A. Kudlinski, G. Martinelli, Y. Quiquempois, M. Douay, Système discret multicoeur pour l'imagerie par fibre optique, JNOG 2007, Grenoble, 2-5 juillet 2007

– F. Louradour, M. Lelek, E. Suran, D. Pagnoux, A. Barthélémy, B. Viellerobe, F. Lacombe, A. Kudlinski, G. Martinelli, Y. Quiquempois, M. Douay, Nouveaux procédés d'imagerie non linéaire par fibre optique multicoeur, Opt'Diag, Hôpital du Val de Grace, Paris, 15-16 mai 2007 (poster)

– M. Lelek, E. Suran, F. Louradour, A. Barthélémy, Endomicroscope non linéaire à guide d'image multicoeurs, JNOG 2006, 7-9 novembre 2006

Bibliographie

- [Agrawal 1989] Agrawal. Nonlinear fiber optics. Quantum electronics – Principles and applications, 1989, 343 p.
- [Apetrei 2007] Alin Marian Apetrei. Contribution à l'étude de guides à la limite de diffraction couplés : les canaux des fibres microstructurées. PhD thesis, Université Paris XI, Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, 2007.
- [Bruhat 1965] Georges Bruhat ; *Cours de physique générale. Optique*, Masson (6^e édition-1965), 1026 pp. 6^e édition revue et augmentée par Alfred Kastler Rééditée par Dunod (2004) : ISBN 2-10-048856-2.
- [Chan 2002] J. Chan, T. Huser, S. Risbud, and D. Krol, "Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses," *Opt. Lett.* 26(21), 1726–1728 (2001).
- [Chan 2003] J. Chan, T. Huser, S. Risbud, and D. Krol, "Modification of the fused silica glass network associated with waveguide fabrication using femtosecond laser pulses," *Appl. Phys. A* 76, 367–372 (2003).
- [Cheskis 2003] Cheskis, D. and Bar-Ad, S. and Morandotti, R. and Aitchison, J. S. and Eisenberg, H. S. and Silberberg, Y. and Ross, D., "Strong Spatiotemporal Localization in a Silica Nonlinear Waveguide Array", *Phys. Rev. Lett.* , vol 91, no 22, 223901, 2003
- [Christodoulides 1988] D. N. Christodoulides and R. I. Joseph. Discrete self-focusing in nonlinear arrays of coupled waveguides. *Opt. Lett.*, 13(9) :794–796, September 1988.
- [Clark 2001]. Clark, S.W., Fiber delivery of femtosecond pulses from a Ti:sapphire laser. *Optics Letters*, 2001. 26(17): p. 1320-1322.
- [Davies 1996] K. Davies, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao, "Writing waveguides in glass with a fs-laser," *Opt. Lett.* 21, 1729–1731 (1996).
- [Denardo 1992] Bruce Denardo, Andrés Larraza, Seth Putterman, and Paul Roberts, "Nonlinear theory of localized standing waves" *Phys. Rev. Lett.* 69, 597 - 600 (1992)
- [Dreisow 2008] Felix Dreisow, Matthias Heinrich, Alexander Szameit, Sven Dring, Stefan Nolte, Andreas Tunnermann, Stephan Fahr, and Falk Lederer, "Spectral resolved dynamic localization in curved fs laser written waveguide arrays", March 2008 / Vol. 16, No. 5 / *OPTICS EXPRESS* 3474

- [Eisenberg 1998] H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, R. Morandotti, A. R. Boyd, and J. S. Aitchison. Discrete spatialoptical solitons in waveguide arrays. *Phys. Rev. Lett.*, 81(16) :3383–3386, Oct 1998.
- [Eisenberg 2000] H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, R. Morandotti, and J. S. Aitchison. Diffraction management. *Phys.Rev. Lett.*, 85(9) :1863–1866, Aug 2000.
- [Gordon 2004] R. Gordon, "Harmonic oscillation in a spatially finite array waveguide," *Opt. Lett.* 29, 2752-2754 (2004)
- [Helmchen 2002] Helmchen, F., Enhanced two-photon excitation through optical fiber by single mode propagation in a large core. *Applied Optics*, 2002. 41(15): p. 2930-2934.
- [Hermerschmidt 2006] Andreas Hermerschmidt, Stefan Osten, Johannes Frank, and Sven Krüger, New liquid crystal microdisplays permit phase-only light modulation, 23 June 2006, SPIE Newsroom
- [Huang 1994] Wei-Ping Huang. Coupled-mode theory for optical waveguides : an overview. *J. Opt. Soc. Am.A*, 11(3) :963–983, 1994.
- [Hughes 2007] M. Hughes, W. Yang, and D. Hewak, "Fabrication and characterization of femtosecond laser written waveguides in chalcogenide glass," *Appl. Phys. Lett.* 90, 131113 (2007).
- [Itoh 2006] K. Itoh, W. Watanabe, S. Nolte, and C. Schaffer, "Ultrafast processes for bulk modification of transparent materials," *MRS Bulletin* 31, 620–625 (2006).
- [Iwanow 2005a] Robert Iwanow, Daniel A. May-Arrijoja, Demetrios N. Christodoulides, George I. Stegeman, Yoo-hong Min, and Wolfgang Sohler. Discrete talbot effect in waveguide arrays. *Phys. Rev. Lett.*,95(5) :053902, Jul 2005.
- [Iwanow 2005b] Robert Iwanow and George I. Stegeman. Discrete modulational instability in periodically poledlithium niobate waveguide arrays. *Optics Express*, 13(20) :7794, october 2005.
- [Iyer 2007] Rajiv Iyer, J. Stewart Aitchison, Jun Wan, Marc M. Dignam, and C. M. de Sterke, "Exact dynamic localization in curved AlGaAs optical waveguide arrays," *Opt. Express* 15, 3212-3223 (2007)
- [Joannopoulos 1997] Joannopoulos, J. D., Villeneuve, P. R. & Fan, S. Photonic crystals: putting a new twist on light. *Nature* 386, 143–149 (1997)
- [Jones 1965] Alan L. Jones. Coupling of optical fibers and scattering in fibers. *J. Opt. Soc. Am.*, 55(3) :261, 1965.
- [Lelek 2006] Lelek, M. ; Caractérisation d'Impulsions Brèves, Mise en Forme Temporelle et Spectrale pour une Appllication à l'Endomicroscopie Bi-Photonique. Université de Limoges XLIM, 2006

- [Locatelli 2005] Andrea Locatelli, Matteo Conforti, Daniele Modotto, and Costantino De Angelis, "Diffraction engineering in arrays of photonic crystal waveguides," *Opt. Lett.* 30, 2894-2896 (2005)
- [Longhi 2008] S. Longhi, K. Staliunas, "Self-collimation and self-imaging effects in modulated waveguide arrays", *Optics Communications*, Volume 281, Issue 17, 1 September 2008
- [Longhi 2008b] Stefano Longhi, "Image reconstruction in segmented waveguide arrays," *Opt. Lett.* 33, 473-475 (2008)
- [Makris 2006] Konstantinos G. Makris and Demetrios N. Christodoulides. Method of images in optical discrete systems. *Physical Review E (Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics)*, 73(3) :036616, 2006.
- [Mandelik 2003] D. Mandelik, H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, R. Morandotti, and J. S. Aitchison. Band-gap structure of waveguide arrays and excitation of floquet-bloch solitons. *Phys. Rev. Lett.*, 90(5) :053902, Feb 2003.
- [Marquié 1995] P. Marquié, J. M. Bilbault, and M. Remoissenet, "Observation of nonlinear localized modes in an electrical lattice", *Phys. Rev. E* 51, 6127 - 6133 (1995)
- [Nandi 2006] P. Nandi, G. Jose, C. Jayakrishnan, S. Debbarma, K. Chalapathi, A. D. K. Alti, J. Dharmadhikari, and D. Mathur, "Femtosecond laser written channel waveguides in tellurite glass," *Opt. Exp.* 14(25), 12145–12150 (2006).
- [Nejadmalayeri 2005] A. Nejadmalayeri, P. Herman, J. Burghoff, M. Will, S. Nolte, and A. Tünnermann, "Inscription of optical waveguides in crystalline silicon by mid-infrared femtosecond laser pulses," *Opt. Lett.* 30(9), 964–966 (2005).
- [Nolte 2002] S. Nolte, M. Will, B. Chichkov, and A. Tuennermann, "Waveguides produced by ultrashort laser pulses inside glasses and crystals," *Proc. of SPIE* 4637, 188–196 (2002).
- [Ouzounov 2002] Ouzounov, D.G., Delivery of nanojoule femtosecond pulses through large-core microstructured fibers. *Optics Letters*, 2002. 25(17): p. 1513-1515.
- [Pertsch (1999)] T. Pertsch, P. Dannberg, W. Elflein, A. Bräuer, and F. Lederer. Optical bloch oscillations in temperature tuned waveguide arrays. *Phys. Rev. Lett.*, 83(23) :4752–4755, Dec 1999.
- [Pertsch 2002a] T. Pertsch, T. Zentgraf, U. Peschel, A. Bräuer, and F. Lederer. Anomalous refraction and diffraction in discrete optical systems. *Phys. Rev. Lett.*, 88(9) :093901, Feb 2002.

- [Pertsch 2002b] Pertsch, T. et al. Discrete solitons in quadratic nonlinear waveguide arrays, in OSA Trends in Optics and Photonics 80 (Optical Society of America, Washington, 2002).
- [Pertsch 2004] Thomas Pertsch, Ulf Peschel, Jens Kobelke, Kay Schuster, Stefan Nolte, Andreas Tünnermann, Hartmut Bartelt, and Falk Lederer. Effects of disorder in a nonlinear fiber array. In Nonlinear Guided Waves and Their Applications, page MA5. Optical Society of America, 2004.
- [Pertsch 2004a] Pertsch, Thomas and Peschel, Ulf and Kobelke, Jens and Schuster, Kay and Bartelt, Hartmut and Nolte, Stefan and Tünnermann, Andreas and Lederer, Falk, "Nonlinearity and Disorder in Fiber Arrays"}, {Phys. Rev. Lett.}, vol 93, no 5, 053901, 2004
- [Perstsch 2006] Thomas Pertsch, Arkadi Chipouline, Stefan Nolte, Falk Lederer, Ulrich Röpke, Jens Kobelke, Kay Schuster, Hartmut Bartelt, Ulf Peschel, and Andreas Tünnermann. From diffusive to coherent light propagation in disordered nonlinear fiber arrays. In Photonic Metamaterials : From Random to Periodic, page WA7. Optical Society of America, 2006.
- [Reichenbach 2007a] Kristen L. Reichenbach and Chris Xu. Numerical analysis of light propagation in image fibers or coherent fiber bundles. Opt. Express, 15(5) :2151–2165, 2007.
- [Reichenbach 2007b] Kristen Paulene Lantz Reichenbach. Numerical Analysis and Experimental Study of Fiber Bundles and Multi-Core Photonic Crystal Fibers for Use in Endoscopes. PhD thesis, Faculty of the Graduate School of Cornell University, January 2007.
- [Renner 1992] Renner H. , "Bending Losses of Coated Single-Mode Fibers : a simple approach", Journal of Lightwave Technology, vol 10 no 5.
- [Röpke 2007] U. Röpke, H. Bartelt, S. Unger, K. Schuster, and J. Kobelke, "Two-dimensional high-precision fiber waveguide arrays for coherent light propagation," Opt. Express 15, 6894-6899 (2007)
- [Russel 2003] Russel, P. Photonic crystal fibers. Science 299, 358–362 (2003).
- [Scott 1985] Scott RA, Mauk AG, Gray HB, "Experimental Approaches to Studying Biological Electron Transfer". Journal of Chemical Education, 62, 932-938. (1985)
- [Snyder 1972] Allan W. Snyder. Coupled-mode theory for optical fibers. J. Opt. Soc. Am., 62(11) :1267–1277, 1972.
- [Snyder 1988] A.W. Snyder and A. Ankiewicz. Optical fiber couplers-optimum solution for unequal cores. Journal of Lightwave Technology, 6(3) :463–474, March 1988.

- [Somekh 1973] S. Somekh, E. Garmire, A. Yariv, H. L. Garvin, and R. G. Hunsperger. Channel optical waveguide directional couplers. *Applied Physics Letters*, 22 :46–47, January 1973.
- [Sowa 2006] S. Sowa, W. Watanabe, T. Tamaki, J. Nishii, and K. Itoh, “Symmetric waveguides in poly(methylmethacrylate) fabricated by femtosecond laser pulses,” *Opt. Exp.* 14(1), 291–297 (2006).
- [Streltsov 2002] A. Streltsov and N. Borelli, “Study of femtosecond-laser-written waveguides in glasses,” *J. Opt. Soc. Am. B* 19(10), 2496–2504 (2002).
- [Sukhorukov 2001] A. Sukhorukov and Yu. S. Kivshar, “Spatial optical solitons in nonlinear photonic crystals,” August 6, 2001, arXiv.org. e-print archive; *Phys. Rev. E*.
- [Suran 2009] Suran E., Louradour F., Barthélémy A., Kudlinski A., Martinelli G., Quiquempois Y. , Douay M., discrete focusing in an optical fiber with a 2D square array of coupled waveguides, à paraître dans *Optics Letters* vol 34 no 16 (08/15/2009)
- [Szameit 2006] A. Szameit, D. Blömer, J. Burghoff, T. Pertsch, S. Nolte, and A. Tünnermann. Hexagonal wave-guide arrays written with fs-laser pulses. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 82(4) :507–512,03 2006.
- [Szameit 2007] Alexander Szameit. PhD thesis, Light propagation in two-dimensional waveguide arrays. Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2007.
- [Szameit 2008] Alexander Szameit, Felix Dreisow, Matthias Heinrich, Thomas Pertsch, Stefan Nolte, Andreas Tünnermann, Eric Suran, Frédéric Louradour, Alain Barthélémy, and Stefano Longhi. Image reconstruction in segmented femtosecond laser-written waveguide arrays. *Applied Physics Letters*, 93(18) :181109, 2008.
- [Taccheo 2004] S. Taccheo, G. D. Valle, R. Osellame, G. Cerullo, N. Chiodo, P. Laporta, O. Svelto, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, and D. Kopf, “Er:Yb doped waveguide laser fabricated by femtosecond laser pulses,” *Opt. Lett.* 29(22), 2626–2628 (2004)
- [Trompeter 2006] Henrike Trompeter, Thomas Pertsch, Falk Lederer, Dirk Michaelis, Ulrich Streppel, Andreas Bräuer, and Ulf Peschel. Visual observation of zener tunneling. *Physical Review Letters*, 96(2) :023901, 2006.
- [Ulrich 1980] R. Ulrich, S. C. Rashleigh, and W. Eickhoff, “Bending-induced birefringence in single-mode fibers” *Optics Letters* 273 / Vol. 5, No. 6 / June 1980
- [Valle 2005] G. D. Valle, R. Osellame, N. Chiodo, S. Taccheo, G. Cerullo, P. Laporta, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer, and D. Kopf, “C-band

- waveguide amplifier produced by femtosecond laser writing," *Opt. Exp.* 13(16), 5976–5982 (2005).
- [Vaughan 2005] J. C. Vaughan, T. Hornung, T. Feurer, and K. A. Nelson, "Diffraction-based femtosecond pulseshaping with a two-dimensional spatial light modulator," *Opt. Lett.* 30, 323 (2005).
- [Vellekoop 2007] I. M. Vellekoop and A. P. Mosk, "Focusing coherent light through opaque strongly scattering media," *Opt. Lett.* 32, 2309 (2007).
- [Will 2003] M. Will, S. Nolte, B. Chichkov, and A. Tünnermann, "Optical properties of waveguides fabricated in fused silica by femtosecond laser pulses," *Appl. Opt.* 41, 4360–4364 (2003).
- [Zoubir 2004] A. Zoubir, M. Richardson, C. Rivero, A. Schulte, C. Lopez, K. Richardson, N. Ho, and R. Vallee, "Direct femtosecond laser writing of waveguides in As₂S₃ thin films," *Opt. Lett.* 29(16), 1840–1842 (2004).
- [Zoubir 2004a] A. Zoubir, C. Lopez, M. Richardson, and K. Richardson, "Femtosecond laser fabrication of tubular waveguides in PMMA," *Opt. Lett.* 29(16), 1840–1842 (2004).
-

Imagerie discrète dans un réseau de guides optiques réalisé par inscription femtoseconde.
Focalisation discrète dans une fibre optique multicoeur.

Résumé :

L'imagerie optique haute résolution à l'échelle cellulaire destinée à la recherche en biologie et en médecine a atteint une grande maturité ces dernières années via l'utilisation par exemple de la microscopies de fluorescence biphotonique. La nouvelle étape de développement de ces microscopes est l'emploi de guides optiques pour déporter in vivo et in situ la lumière d'excitation nécessaire à la visualisation des cellules.

Dans le cadre du projet SYDIMEN (SYstèmes DIcrets et Micro Endoscopie Non-Linéaire), cette thèse présente une étude qui se propose d'évaluer le potentiel de guides optiques à cœurs multiples couplés fonctionnant dans un régime de propagation spécifique dit de « diffraction discrète ».

Après avoir défini et discuté ce qu'est un système « discret », deux configurations utilisant ces composants « discrets » sont successivement démontrées numériquement et expérimentalement : l'imagerie discrète et la focalisation discrète.

Discrete Imaging in femtosecond laser-written waveguide arrays.

Discrete Focusing in a multicore optical fiber.

Abstract :

High resolution imaging for cellular scale in biological and medicine research has reached a high reliability and currently gives a lot of scientific results for example with two-photon absorption microscopy. The new development step is now to use optical waveguides to transport light directly through cells.

In the frame of SYDIMEN project, this thesis presents a study that evaluates the feasibility of using optical waveguides with several coupled cores in a specific propagation scheme called "discrete diffraction".

After giving a definition of what is a discrete system, two settings using these devices are successively demonstrated numerically and experimentally: discrete imaging and discrete focusing.