



HAL
open science

Manipulation des propriétés de cohérence spatio-temporelle de la lumière par mélange à deux ondes opto-numérique

Aliénor de La Gorce

► **To cite this version:**

Aliénor de La Gorce. Manipulation des propriétés de cohérence spatio-temporelle de la lumière par mélange à deux ondes opto-numérique. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2020. Français. NNT: 2020UPASO004. tel-03179767

HAL Id: tel-03179767

<https://pastel.hal.science/tel-03179767v1>

Submitted on 24 Mar 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Manipulation des propriétés de cohérence spatio-temporelle de la lumière par mélange à deux ondes opto-numérique

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n°572 Ondes et Matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : Physique

Unité de recherche : Université Paris-Saclay, Institut d'Optique Graduate School,
CNRS, Laboratoire Charles Fabry, 91127, Palaiseau, France

Référent : Institut d'Optique,

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 07/07/20, par

Aliénor DE LA GORCE

Composition du Jury

Stéfania RESIDORI

Directrice de recherche
Institut de Physique de Nice

Rapporteur

Pascal PICART

Professeur des Universités
Le Mans Université

Rapporteur

Henri BENISTY

Professeur des Universités
Université Paris-Saclay

Président du jury

Charles CIRET

Maitre de conférences
Université d'Angers

Examineur

Jérémie RENAUDIER

Ingénieur de recherche
Nokia Paris-Saclay

Examineur

Nicolas DUBREUIL

Professeur des Universités
Université de Bordeaux

Directeur de thèse

Remerciements

Bonjour à toi, lecteur, ami, doctorant perdu, touriste, qu'en sais-je ? ...

Avant toute chose... Bravo d'être arrivé jusqu'à ce manuscrit de thèse ! Et même si probablement tu ne dépasseras jamais ces quelques premières pages, sache que j'apprécie l'effort, et que je ne t'en tiendrai pas rigueur car je fais exactement la même chose la plupart du temps.

Après presque quatre ans de thèse, je crois devoir remercier quelques personnes...

Je voudrais tout d'abord te remercier, Nicolas, pour m'avoir ouvert les portes de ton laboratoire, et m'avoir accordé ta confiance. J'ai adoré travailler en ta compagnie, malgré le fait que tu sois parti à Bordeaux. Je crois avoir beaucoup appris grâce à toi, non seulement en tant que scientifique, mais également en tant que personne. Tu m'as toujours mis sur un pied d'égalité, tu m'as appris et expliqué avec patience et pédagogie, tu m'as redonné la motivation de continuer lorsque celle-ci manquait, tu m'as accordé une confiance que moi-même je n'avais pas toujours à mon égard. Et malgré les hauts et les bas par lesquels nous sommes passés, je pense que tu peux être fier de tout cela. En tout cas, je suis fière de nous.

Je remercie Nokia Bell Labs pour le financement qui m'a été accordé. Merci à Stéfania RESIDORI, Pascal PICART, Henri BENISTY, Charles CIRET et Jérémie RENAUDIER, d'avoir accepté d'être dans mon jury que je n'ai malheureusement, pour la plupart, pas eu l'occasion de rencontrer autrement qu'en visio lors de la soutenance.

J'aimerais remercier toute notre petite équipe, actuelle ou passée, avec qui j'ai eu le bonheur d'échanger de physique ou d'autres choses. Philippe et Gilles pour nos conversations et vos conseils avisés. Sylvie. Samuel. Bravo à Abderrahim d'avoir cohabité dans le même bureau que moi pendant si longtemps, Thibault pour nos longues après-midis et soirées de jeux de société, et Maha pour ta joie de vivre et ton enthousiasme à toute épreuve.

Je tiens à remercier également l'équipe pédagogique de l'IOGS, et je souhaiterais en particulier remercier quelques collègues : Julien, Matthieu, Caroline, Florence et Lionel. Merci pour nos discussions, pour votre soutien, pour être là.

Et mes amis de l'institut d'optique, ou d'ailleurs :

Merci Clémence et Benjamin (oui, difficile de vous dissocier, à présent, même si vous êtes encore discernables), je vous ai bien embêté pendant deux ans et je m'en félicite presque.

Merci Killian de rester la personne formidable que tu es, et de continuer à me surprendre.

Merci Romaric, pour cette satanée même longueur d'onde.

Merci Momo pour ces après-midis d'escalade, et tous nos moments passés ensemble.

Merci Ludivine, tu es une amie en or, et rien ne pourra te le retirer.

Merci Ludo, malgré notre parcours « chahuté » comme tu as écrit un jour, je suis très fière et heureuse que notre amitié soit toujours intacte.

Merci BenJ, j'espère que la nôtre a encore de beaux jours devant elle.

Merci Anaïs, Andjie, Sirine, Eric, Thomas, Mitraddeep, Viviane, Choupi, Gli, Alex, Nico, Sylvain, Léo, Stephane, Ziyad, Hector, tous ceux qui m'ont été à mes côtés et que je n'ai pas cités...

Merci à toi, mon amour, qui a chamboulé toute cette dernière année, qui m'a donné le dernier souffle pour cette longue fin de thèse, qui m'a soutenu et me soutient encore. Merci infiniment.

Et finalement, je voudrais remercier ma famille qui crois en moi. Merci papa, merci maman. J'espère que vous êtes fiers de moi. Je vous aime.

Novembre 2020
Aliénor

Table des matières

Introduction générale	5
1 Manipulation de la cohérence et applications	7
1.1 Rappel sur les propriétés de cohérence et grandeurs associées	7
1.1.1 Notion de cohérence	7
1.1.2 Introduction du terme de cohérence mutuelle	10
1.1.3 Manipulation des propriétés de cohérence temporelle par fil- trage spectral	10
1.2 Étudier et manipuler la cohérence spatio-temporelle par mélange à deux ondes	12
1.2.1 L'effet photoréfractif	12
1.2.2 Configuration de type mélange à deux ondes	13
1.2.3 Mélange à deux ondes avec une source partiellement cohérente	16
1.2.4 Applications et limitations	17
1.3 Contrôle de la propagation à travers des milieux complexes	18
1.3.1 Domaines d'application	19
1.3.2 Techniques utilisées	20
1.3.3 Limitations de ces expériences	25
1.3.4 Les enjeux	25
1.3.5 Illustration : Multiplexage spatial pour les télécommunications optiques	25
1.4 Présentation de mon travail	29
2 Interaction de type mélange à deux ondes dans une configuration opto-numérique	33
2.1 Présentation du mélange à deux onde opto-numérique	34
2.2 Théorie	38
2.2.1 Théorie de diffraction sur un réseau mince	38
2.2.2 Équation d'évolution des champs et des intensités	41
2.2.3 Rôle des fonctions de Bessel dans la réponse non linéaire	45
2.2.4 Cas d'un réseau non-uniforme	48
2.3 Présentation de l'expérience de mélange à deux ondes opto-numérique	49
2.3.1 Présentation du montage expérimental	49
2.3.2 Pilotage de la caméra et du SLM	54

2.3.3	Caractérisation de la caméra	56
2.3.4	Caractérisation du SLM	58
2.3.5	Alignement de l'expérience	60
2.3.6	Degrés de liberté possibles	62
2.4	Transfert d'énergie par mélange à deux ondes	66
2.4.1	Etude préliminaire : Diffraction d'un faisceau	66
2.4.2	Mesures de transfert d'énergie	68
2.4.3	Conclusion	72
2.5	Modification du contenu spatial du signal par mélange à deux ondes opto-numérique	73
2.5.1	Création du réseau de phase à partir de l'interférogramme	75
2.5.2	Expérience de mélange à deux ondes : Modification spatiale du champ	77
2.6	Conclusion	87
3	Manipulation des propriétés de cohérence spatio-temporelle par mélange à deux ondes opto-numérique	89
3.1	Création d'un faisceau partiellement cohérent	90
3.1.1	Utilisation d'une fibre multimode	93
3.2	Caractérisation interférométrique	94
3.2.1	Traitement numérique de la figure d'interférence	97
3.2.2	Mesure des degrés de cohérence mutuelle entre les modes de la fibre FMF	99
3.2.3	Étude de la figure d'interférence	102
3.3	Modification de la cohérence par mélange à deux ondes	104
3.3.1	Équations de mélange à deux ondes spatio-temporelles	105
3.3.2	Masques de phase utilisés	106
3.3.3	Expérience de mélange à deux ondes	109
3.3.4	Conclusion	118
3.4	Filtrage du signal : Modification locale du profil et récupération d'in- formation	118
3.5	Conclusion	122
4	Récupération d'informations temporelles par mélange à deux ondes opto-numérique	125
4.1	Équations générales de mélange à deux ondes multimode	125
4.2	Étude qualitative préliminaire pour l'extraction d'information tem- porelle à partir de deux modes couplés	128
4.3	Calcul et analyse des champs en sortie du mélange à deux ondes	130
4.3.1	Première approche : Étude de $\widehat{\mathcal{J}}^+$ et $\widehat{\mathcal{J}}^-$	134
4.3.2	Seconde approche : Étude de $ \alpha_1(r)\rangle$ et $ \alpha_2(r)\rangle$	136
4.4	Cas particulier : Récupération de fréquence dans le cas de deux si- gnaux temporels sinusoïdaux multiplexés sur deux modes spatiaux dégénérés	139
4.4.1	Définition des champs	139
4.4.2	Expérience d'extraction de fréquence	142

4.5 Conclusion et perspectives	144
Conclusion générale	145
Bibliographie	155
Annexes	157
ANNEXE A	157
ANNEXE B	159
ANNEXE C	162

Introduction générale

J'ai effectué ma thèse au Laboratoire Charles Fabry, unité mixte de recherche entre l'Institut d'Optique Graduate School, le CNRS, et l'université Paris-Saclay. J'ai travaillé en tant que membre de l'équipe Photonique Non Linéaire (PNL). Les sujets de recherche de cette équipe sont multiples : Mémoires optiques, films électro-optiques, nanofibres hybrides, composants pour les communications quantiques, microcavités et guides à modes lents, traitement de l'information spatio-temporelle pour les réseaux de télécommunication. Ce dernier sujet a été la porte d'entrée à mon travail de thèse, qui a été financé par NOKIA Bell Labs.

Objectifs et enjeux

Le but de mon travail est d'étudier une nouvelle approche pour le traitement des données transmises sur fibres optiques multimodes. Les signaux, multiplexés selon les modes transverses d'une fibre, sont sujets à des phénomènes de diaphonie pendant leur propagation dans la fibre. Les approches actuelles utilisent un traitement numérique de type MIMO (Multiple Input Multiple Output) qui permet de compenser les couplages entre les modes. Ce type de traitement donne lieu à des algorithmes très compliqués dès lors que l'on augmente le nombre de modes de propagation, ce qui empêche notamment un traitement en temps réel des signaux.

La nouvelle approche de traitement des données que j'ai étudiée repose sur la manipulation des propriétés de cohérence spatio-temporelle des faisceaux en sortie de fibre, par une interaction non linéaire de type mélange à deux ondes, et permettrait de diminuer fortement la diaphonie entre les signaux. L'idée d'une telle approche provient de travaux d'holographie en temps réel réalisés dans les années 1990. La ligne directrice de mon travail est de repartir de cette idée afin de mettre en place un montage expérimental adapté pour traiter au mieux les signaux à la sortie d'une fibre multimode.

Organisation de la thèse

Mon manuscrit de thèse s'articulera selon quatre axes. Le premier chapitre fait un état de l'art des expériences de manipulation de cohérence de la lumière qui ont pu être développées ces dernières années, notamment à travers l'utilisation de cristaux photoréfractifs et de modulateurs spatiaux de lumière (SLM).

Le deuxième chapitre présente le montage expérimental que j'ai réalisé au sein du laboratoire Charles Fabry ainsi que plusieurs résultats simples permettant de valider son fonctionnement. Le but de cette expérience n'est pas d'apporter une réponse précise à un problème donné, mais de fournir un outil de travail parfaitement contrôlable pour permettre d'explorer plusieurs possibilités de manipulation du signal.

Le troisième chapitre a pour but d'introduire plus précisément la notion de cohérence spatio-temporelle que nous souhaitons étudier, au travers d'une expérience utilisant une source à faible longueur de cohérence. Le but de ce chapitre est de mettre en évidence une possibilité de manipulation spatio-temporelle d'un signal multimode à partir de l'expérience qui a été réalisée et présentée au chapitre 2.

Enfin, le dernier chapitre introduit la notion d'information temporelle dans un contenu multimode couplé. Ce chapitre étudie la possibilité de récupérer une information temporelle et propose d'étudier plusieurs cas particuliers au travers de programmes de simulation. Une expérience associée à ces simulations a été conçue et sera également présentée.

Manipulation de la cohérence et applications

Ce chapitre présente le contexte général qui a donné lieu à mon travail de recherche.

Un bref rappel sur les notions de cohérence de la lumière sera tout d'abord effectué ainsi qu'un aperçu des expériences permettant de manipuler cette cohérence. Nous étudierons plus particulièrement l'interaction de type mélange à deux ondes dans un matériau photoréfractif qui a constitué un socle de réflexions sur lequel mes travaux de thèse s'appuient. Les résultats relatifs à l'utilisation d'un cristal photoréfractif seront donc détaillés dans ce chapitre ainsi que les limitations intrinsèques à ce type d'expériences. Par ailleurs, les questions relatives à la manipulation de la cohérence de la lumière, et plus particulièrement à la récupération d'une information temporelle, s'inscrivent dans un contexte de recherches fondamentales et appliquées très actif à ce jour. Ce chapitre a pour objectif de donner un aperçu des différentes méthodes de contrôle des propriétés spatio-temporelles de la lumière ainsi que les domaines d'applications potentielles de telles méthodes. Il permet également de situer mon travail et de présenter les motivations et les expériences qui ont servi de base à mon travail de recherche. Dans ce cadre, je détaillerai en particulier l'utilité de mon travail de recherche pour le domaine de télécommunication optiques, qui a donné lieu à ma collaboration avec NOKIA Bell Labs.

1.1 Rappel sur les propriétés de cohérence et grandeurs associées

1.1.1 Notion de cohérence

Tout au long de ce manuscrit, nous allons discuter des propriétés de cohérence de la lumière. Il est donc nécessaire de commencer par un rappel de ce terme. La notion de cohérence fut introduite en lien avec l'expérience des fentes d'Young. Elle décrit les similarités statistiques portant sur l'amplitude complexe d'un champ en deux points de l'espace et à deux instants différents [1, 2]. Historiquement, le terme de cohérence a été introduit pour définir la capacité d'un champ à donner lieu à un

phénomène d'interférence. Il constitue donc un lien fondamental qui unit les descriptions ondulatoires et corpusculaires de la lumière [3].

On peut distinguer deux propriétés de cohérence de la lumière, la cohérence temporelle et la cohérence spatiale, qui sont en réalité deux cas limites d'un modèle plus général.

La cohérence entre deux champs exprime à quel point ces deux champs sont corrélés, et s'exprime d'ailleurs mathématiquement par une fonction de corrélation croisée. La corrélation croisée mesure les relations entre les fluctuations (sur l'amplitude et la phase) associées à deux champs. Si nous prenons par exemple deux champs parfaitement corrélés, la différence de phase entre ces deux champs, quelque soit le point de l'espace considéré ou le temps sera toujours constant. Leur degré de cohérence est alors maximal. Le deuxième champ considéré peut être issu du premier, mais décalé dans le temps ou dans l'espace.

A l'inverse, une lumière incohérente ne dispose pas de ces caractéristiques. A priori, c'est le cas de deux sources lumineuses différentes, ou de deux points distincts d'une source lumineuse étendue incohérente. Ces deux sources ne peuvent pas interférer entre elles. Si nous essayons de faire interférer deux sources incohérentes, nous ne verrons sur le détecteur que la somme des intensités de chacune des sources. En revanche, si l'on considère les champs en deux points situés dans un plan distant d'une source étendue incohérente, une relation de phase peut apparaître. On définit alors la notion de longueur de cohérence spatiale qui correspond à la distance séparant deux points pour lesquels les champs présentent une relation de phase fixe. Au delà de cette séparation, il n'existe plus de relation entre les fluctuations des champs. Le degré de cohérence spatial chute alors à 0.

Nous allons donc définir dans la suite les notions de cohérence spatiale, cohérence temporelle et cohérence mutuelle.

Cohérence spatiale

La notion de cohérence de la lumière fut introduite au début du XIX^e siècle par

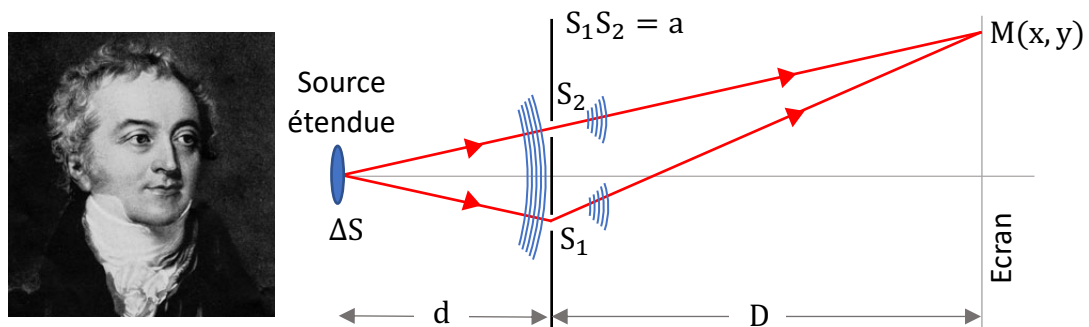


FIGURE 1.1 – Schéma de l'expérience des trous d'Young

l'expérience des fentes d'Young (Figure 1.1). Cette expérience, proposée en 1801, consiste à faire passer un faisceau de lumière issu d'une source ponctuelle à travers deux fentes parallèles et d'observer la distribution de l'éclairement sur un écran situé à distance D des fentes. La lumière est diffractée par les fentes et permet l'observation sur l'écran de franges d'interférences. Cette expérience, qui décrit la nature ondulatoire de la lumière, est un apport majeur dans le domaine de l'optique et est probablement le résultat le plus célèbre du travail de Thomas Young.

L'expérience des fentes de Young illustre la notion de **cohérence spatiale** du faisceau illuminant les deux fentes et permet de faire une mesure de celle-ci.

L'observation de franges d'interférences est en effet directement reliée au terme de corrélation suivant :

$$g(r_1, r_2, 0) = \Gamma_{12}(0) = \langle E^*(r_1, t)E(r_2, t) \rangle \quad (1.1)$$

où r_1 et r_2 sont deux points de l'espace définis dans le plan des fentes.

La longueur de cohérence de la source est définie, dans l'expérience des fentes d'Young, par la distance entre les deux fentes pour laquelle le contraste des franges observées sur un écran distant diminue d'un facteur deux. Elle est reliée à l'écart entre les trous a et la distance d entre la source et les trous par la relation suivante : $l_s = \lambda d/a$ avec λ la longueur d'onde de la source.

Cohérence temporelle

La **cohérence temporelle** d'un champ est une mesure de corrélation moyenne

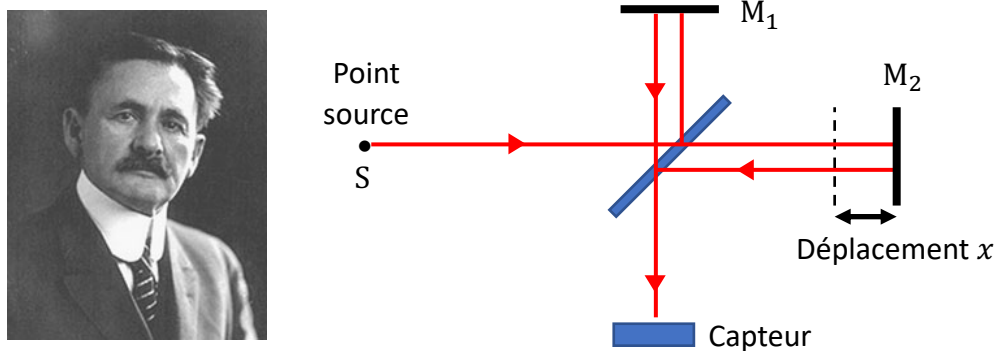


FIGURE 1.2 – Schéma d'un interféromètre de Michelson

entre un champ à un temps t et ce même champ retardé d'un temps τ . On définit la fonction de cohérence temporelle Γ :

$$\begin{aligned} g(\tau) &= \langle E^*(t)E(t + \tau) \rangle \\ &= \lim_{T_m \rightarrow +\infty} \frac{1}{T_m} \int_{-T_m/2}^{T_m/2} E_1^*(t)E_2(t + \tau) dt \end{aligned} \quad (1.2)$$

Cette fois-ci, la cohérence temporelle d'une source peut être mesurée grâce aux expériences d'interférences de Michelson-Morley réalisées pour la première fois en 1887. Le principe du montage interférométrique est présenté sur la figure 1.2. Le montage est constitué essentiellement de deux miroirs, dont l'un deux peut-être déplacé longitudinalement, et d'une lame semi-réfléchissante. Cette expérience permet d'observer l'état d'interférence entre deux champs émis par un même paquet d'onde mais retardés l'un par rapport à l'autre. De la même manière que pour la longueur de cohérence dans le cas spatial, nous pouvons associer le temps de cohérence τ_c au retard temporel introduit par le deuxième miroir à partir duquel le contraste des franges est réduit d'un facteur deux. Lorsque $\tau < \tau_c$, des franges d'interférences sont visibles et soulignent que des relations de phase existent entre deux paquets d'ondes retardés émis par une même source. La cohérence temporelle est directement liée à la largeur spectrale de la source par l'inégalité suivante : $\tau_c \gtrsim 1/\Delta\nu$. On peut également parler de longueur de cohérence, définie par $L_c = c\tau_c$.

Plus la bande spectrale d'une source est étroite, plus sa longueur de cohérence est grande. En théorie, un champ monochromatique aurait une longueur de cohérence infinie.

1.1.2 Introduction du terme de cohérence mutuelle

La cohérence spatiale s'intéresse aux relations de phase entre deux champs émis en deux points de l'espace. La cohérence temporelle compare une onde lumineuse avec elle-même à deux instants différents. Mathématiquement ces notions reposent sur les fonctions de cohérence temporelle et de cohérence spatiale. Souvent, les deux types de cohérences entrent en jeu pour décrire un système physique. Il est donc assez naturel de vouloir regrouper ces deux notions dans un cadre plus général. On introduit le concept de cohérence spatio-temporelle, définie par la **fonction de cohérence mutuelle** :

$$G(r_1, r_2, \tau) = \langle E_1^*(r_1, t) E_2(r_2, t + \tau) \rangle \quad (1.3)$$

Cette fonction s'intéresse à la corrélation entre deux champs en deux points de l'espace et retardés entre eux d'un temps τ . Il est important de souligner que cette relation ne prend pas en compte le caractère vectoriel du champ. Auquel cas, le degré de cohérence mutuelle prend une forme matricielle [4]. Pour nos travaux, les faisceaux seront polarisés selon une même direction, nous utiliserons donc la relation 1.3.

1.1.3 Manipulation des propriétés de cohérence temporelle par filtrage spectral

La manipulation des propriétés de cohérence de la lumière est un sujet au cœur des recherches de la communauté d'optique et photonique, dans la mesure où il est extrêmement transversal. Les applications liées à la manipulation de la cohérence de la lumière englobent un spectre allant de la physique fondamentale à la physique

très appliquée (pour des applications médicales ou de télécommunication optique). Par exemple, diminuer la cohérence de la lumière peut parfois s'avérer utile afin d'améliorer la qualité d'un signal ou d'une image dans le cas par exemple de la microscopie optique. En effet, la lumière très cohérente s'accompagne d'effets de speckle, ce qui diminue le rapport signal à bruit. Ces grains de speckle peuvent être observés en holographie ou encore pour des applications de projections laser. Pour ces mêmes raisons, l'utilisation d'une lumière partiellement cohérente peut s'avérer judicieuse dans le cas de la propagation de lumière à travers un milieu multimode, comme cela peut être le cas à travers des tissus biologiques ou en télécommunication optique.

Ainsi, la possibilité de contrôler la cohérence spatiale d'un champ peut s'avérer utile pour des techniques d'imagerie telles que la tomographie [5,6], ou l'endoscopie [7-9], ainsi que pour les expériences de spectroscopie Raman [10,11]. Un champ incohérent peut-être créé à partir d'un signal a priori cohérent, en lui incorporant un signal dont la phase ou l'intensité varie aléatoirement. Ceci peut être réalisé de façon mécanique par le biais de diffuseurs optiques, de modulateurs spatiaux de lumière, de micro-miroirs contrôlables ou encore des techniques de contrôle des fréquences spatiales dans l'espace de Fourier. Ces méthodes dépendent de déplacements mécaniques des composants et sont de ce fait relativement lentes. Parallèlement, d'autres techniques impliquant l'utilisation de lasers accordables couplés à des filtres spectraux, des fibres multimodes où encore des milieux possédant un indice de réfraction contrôlable, permettent de réaliser des sources partiellement cohérentes.

Il est par ailleurs possible, en utilisant les différentes techniques citées précédemment, de contrôler les propriétés de cohérence spatiale de la lumière de façon locale ou globale. A titre d'exemple, la figure 1.3 extraite de l'article [12] illustre de façon simple une méthode pour manipuler les propriétés de cohérence spatiale d'un faisceau.

provoque une redistribution des charges à l'intérieur du cristal. Ces charges sont apportées par les centres profonds qui ont des niveaux d'énergie photo-excitable situés dans la bande interdite du cristal. Ces charges, selon leur nature, se déplacent alors dans la bande de valence ou dans la bande de conduction, puis se recombinent avec des sites libres. La redistribution non-uniforme - ici périodique - des charges induit une variation du champ de charge d'espace qui, par effet électro-optique, se traduit par une modulation périodique de l'indice de réfraction du cristal. Dans les cristaux photoréfractifs où le transport de charges est régi par la diffusion, le réseau d'indice de réfraction est décalé de $\pi/2$, donc d'un quart de frange, par rapport à la figure d'illumination. Ces matériaux étant non centro-symétrique, le sens du décalage est fixé par l'orientation cristalline.

Il est à noter que l'amplitude de la variation d'indice, induite par les porteurs de charge, ne dépend pas de l'intensité mais du taux de modulation de la figure d'illumination. Enfin, bien que l'intensité totale n'affecte pas l'efficacité du processus d'enregistrement du réseau, la vitesse d'inscription du réseau photoréfractif augmente avec l'intensité lumineuse. Il est donc possible d'enregistrer de fortes variations d'indice avec des faisceaux de très faible intensité (de l'ordre du $\mu\text{W}/\text{cm}^2$) en les exposant suffisamment longtemps au champ lumineux.

1.2.2 Configuration de type mélange à deux ondes

L'effet photoréfractif a été étudié dans le cadre d'une expérience de mélange à deux ondes. Le principe de cette interaction est décrite sur la figure 1.4. Un faisceau est séparé et recombinaison à l'intérieur d'un cristal photoréfractif. Le milieu non linéaire va enregistrer l'interférence entre les deux ondes incidentes sous la forme d'une modulation d'indice. Par ailleurs, une des propriétés du cristal photoréfractif va être de déphaser ce réseau de $\pi/2$. La figure d'interférence et le réseau d'indice enregistré seront donc en quadrature de phase. D'autre part, le réseau d'interférence est soumis au temps d'intégration du cristal, ce qui signifie que les variations de ce réseau seront plus lentes que celles des ondes incidentes. Les deux ondes vont ensuite venir relire le réseau en temps réel et se diffracter dessus.

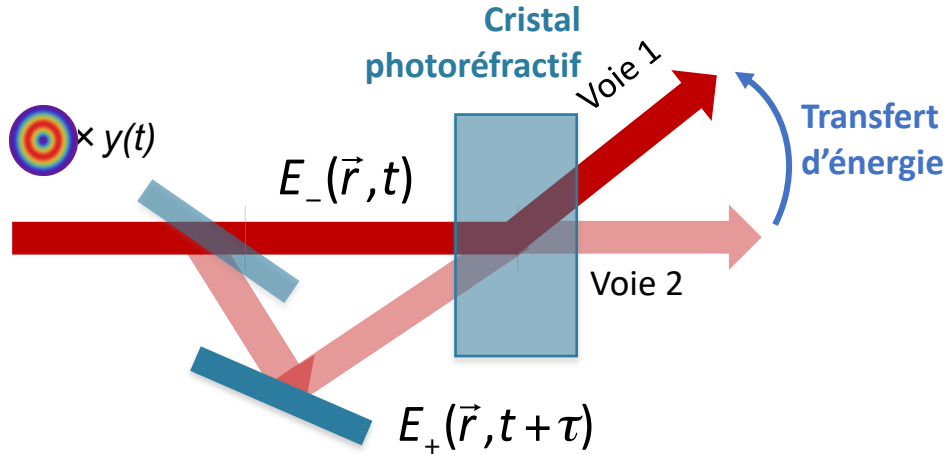


FIGURE 1.4 – Expérience de mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif

Les expériences de mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif ont permis de mettre en évidence deux phénomènes :

- Un transfert d'énergie a lieu entre les deux faisceaux de sortie. Si l'on envoie par exemple deux ondes de même intensité au départ, et que l'on regarde l'intensité en sortie, une voie aura été renforcée tandis que l'autre aura été affaiblie.
- Dans le cas de l'utilisation de faisceaux partiellement cohérents, une modification du contenu spatio-temporel du signal consécutif de l'interaction non linéaire des champs avec le milieu photoréfractif.

Par ailleurs, cette expérience repose sur le principe d'holographie dynamique. C'est à dire que le support d'enregistrement (ici, le cristal) va s'adapter à l'interaction des deux ondes, et donc aux modifications des propriétés de cohérence de celles-ci. Dans le cas d'un cristal photoréfractif, la variation d'indice est directement reliée au taux de modulation de la figure d'interférence créée par les deux champs.

Le mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif peut se formaliser mathématiquement par des équations de propagation dans un milieu épais [18–20]. Je considère ici l'évolution d'un faisceau parfaitement cohérent dans le cas où le réseau d'indice du cristal a atteint son état stationnaire :

Équation d'onde

Soient deux ondes de vecteurs de propagation \vec{k}_1 et \vec{k}_2 :

$$\begin{cases} E_1(r, t) = A_1(r) e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t)} \\ E_2(r, t) = A_2(r) e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t)} \end{cases} \quad (1.4)$$

L'équation de propagation est

$$\Delta^2 E + \frac{\omega^2 n^2}{c^2} E = 0 \quad (1.5)$$

1.2. ÉTUDIER ET MANIPULER LA COHÉRENCE SPATIO-TEMPORELLE PAR MÉLANGE À

avec :

$$\Delta^2 E_i = \left(\frac{\partial^2 A_i}{\partial z^2} + 2ik_z \frac{\partial A_i}{\partial z} - k_z^2 A_i \right) e^{i(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (1.6)$$

où $k_z = \|\vec{k}_i\| \cos(\theta)$ avec θ l'angle d'incidence du faisceau porté par le vecteur d'onde \vec{k}_i (l'angle entre les deux ondes vaut 2θ)

L'approximation de l'enveloppe lentement variable nous permet de négliger le terme en $\frac{\partial^2 A_i}{\partial z^2}$.

Les variations d'indice sont reliées au taux de modulation de la figure d'interférence.

$$n = n_0 + n_1 e^{i\phi} \frac{A_1^* A_2}{2I_0} e^{i\vec{\Delta}k \cdot \vec{r}} + n_1 e^{-i\phi} \frac{A_1 A_2^*}{2I_0} e^{-i\vec{\Delta}k \cdot \vec{r}} \quad (1.7)$$

$$n^2 = n_0^2 + n_0 n_1 e^{i\phi} \frac{A_1^* A_2}{I_0} e^{i\vec{\Delta}k \cdot \vec{r}} + n_0 n_1 e^{-i\phi} \frac{A_1 A_2^*}{I_0} e^{-i\vec{\Delta}k \cdot \vec{r}} + o(n_1^2) \quad (1.8)$$

avec $\vec{\Delta}k = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$ et la somme des intensités incidentes $I_0 = I_1 + I_2$. La modulation d'indice n_1 est reliée au champ de charges d'espace et au coefficient électro-optique effectif (relié aux éléments du tenseur électro-optique du matériau et la géométrie d'interaction des faisceaux).

Le terme $e^{i\phi}$ correspond à un déphasage global du réseau d'interférence. Ce déphasage est intrinsèque au milieu non linéaire photoréfractif et vaut $\pm\pi/2$ en régime de diffusion.

Lorsqu'on remplace E_1 , E_2 et n_0 dans l'équation de propagation 1.6 et en appliquant l'approximation des enveloppes lentement variables (qui nous permet de négliger les dérivées secondes), on obtient :

$$2ik_z \frac{\partial A_1(z)}{\partial z} e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} + 2ik_z \frac{\partial A_2(z)}{\partial z} e^{i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}} = \frac{\omega^2}{c^2} \left[n_0 n_1 e^{i\phi} \frac{A_1^* A_2}{I_0} e^{i\vec{\Delta}k \cdot \vec{r}} + n_0 n_1 e^{-i\phi} \frac{A_1 A_2^*}{I_0} e^{-i\vec{\Delta}k \cdot \vec{r}} \right] (A_1 e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} + A_2 e^{i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}}) \quad (1.9)$$

En ne gardant que les termes en accord de phase dans les directions \vec{k}_1 et \vec{k}_2 , on obtient deux équations couplées :

$$\begin{cases} 2ik_z \frac{\partial A_1(z)}{\partial z} = \frac{\omega^2 n_0 n_1}{c^2} e^{i\phi} \frac{A_2^* A_1}{I_0} A_2 \\ 2ik_z \frac{\partial A_2(z)}{\partial z} = \frac{\omega^2 n_0 n_1}{c^2} e^{-i\phi} \frac{A_1^* A_2}{I_0} A_1 \end{cases} \quad (1.10)$$

On pose $A_i = \sqrt{I_i} e^{-i\psi_i}$ et on remplace dans les équations 1.10. Puis, en séparant la partie réelle et la partie imaginaire, on obtient des équations sur I_i et ψ_i

$$\begin{cases} \frac{\partial I_1(z)}{\partial z} = -\gamma_0 \frac{I_2 I_1}{I_0} & \frac{\partial \psi_1(z)}{\partial z} = \beta_0 \frac{I_2}{I_0} \\ \frac{\partial I_2(z)}{\partial z} = \gamma_0 \frac{I_2 I_1}{I_0} & \frac{\partial \psi_2(z)}{\partial z} = \beta_0 \frac{I_1}{I_0} \end{cases} \quad (1.11)$$

Avec $\gamma_0 = \frac{\omega^2 n_0 n_1}{k_z c^2} \sin(\phi)$ et $\beta_0 = \frac{\omega^2 n_0 n_1}{2k_z c^2} \cos(\phi)$

γ_0 est un terme de gain dont le signe dépend de ϕ et on peut voir dès à présent que ce gain est maximal en I_1 pour $\phi = \pi/2$ et pour le terme en I_2 pour $\phi = -\pi/2$

Pour un milieu sans pertes, nous avons bien la relation $\frac{\partial I_2(z)}{\partial z} = -\frac{\partial I_1(z)}{\partial z}$ qui traduit un échange d'énergie entre les deux voies. En tenant compte de l'absorption du cristal photoréfractif, nous pouvons réécrire les équation avec un coefficient d'absorption α .

$$\begin{cases} \frac{\partial I_1(z)}{\partial z} = -\gamma_0 \frac{I_2 I_1}{I_0} - \alpha I_1 \\ \frac{\partial I_2(z)}{\partial z} = \gamma_0 \frac{I_2 I_1}{I_0} - \alpha I_2 \end{cases} \quad (1.12)$$

Sa solution est donnée par

$$\begin{cases} I_1(z) = I_1(0) \frac{1+m}{1+m e^{\gamma_0 z}} e^{-\alpha z} \\ I_2(z) = I_2(0) \frac{1+m^{-1}}{1+m^{-1} e^{\gamma_0 z}} e^{-\alpha z} \end{cases} \quad (1.13)$$

avec $m = \frac{I_1(0)}{I_2(0)}$.

L'allure des intensités en fonction de z est affichée sur la figure 1.12. Dans le cas étudié ici, l'intensité I_1 est initialement 10 fois plus grande que I_2 . Au cours de la propagation, I_1 diminue jusqu'à 0 alors que I_2 est amplifiée et gagne jusqu'à quatre fois sa valeur de départ pour $\alpha z = 0.8$. La valeur de l'intensité I_2 diminue ensuite pour des distances de propagation plus grandes, notamment à cause des pertes dans le cristal. La distance pour laquelle le transfert d'énergie vers la voie + est maximale dépend notamment de la valeur du gain γ_0 et des pertes α dans le cristal (ces pertes sont nécessaires dans le cristal photoréfractif pour créer le réseau).

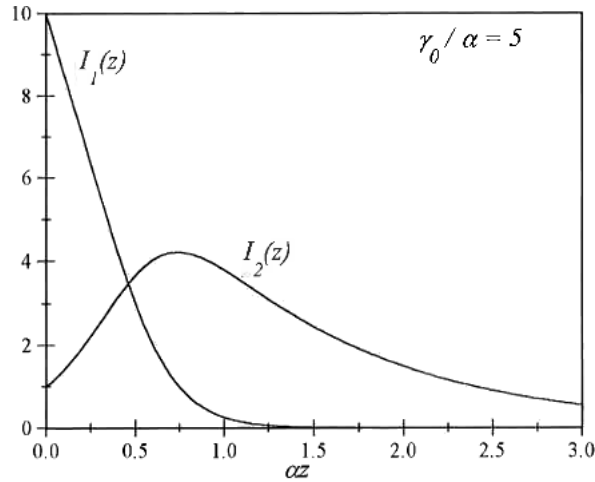


FIGURE 1.5 – Evolution des intensités I_1 et I_2 au cours de la propagation [20]

1.2.3 Mélange à deux ondes avec une source partiellement cohérente

L'expérience de mélange à deux ondes dans le cas de deux faisceaux possédant une cohérence spatio-temporelle partielle a également été étudiée [21–25]. Dans ce

1.2. ÉTUDIER ET MANIPULER LA COHÉRENCE SPATIO-TEMPORELLE PAR MÉLANGE À DEUX ONDES

cas, la modulation induite dans le cristal dépend des propriétés de cohérence du champ. L'équation 1.10 montre en effet que l'évolution des champs dépend du terme de corrélation croisée $A_1^* A_2$, liée à la cohérence mutuelle entre ces deux champs. Ainsi, l'article de Cronin-Golomb [22] montre que le réseau de diffraction formé dans le matériaux photoréfractif possède une épaisseur d'autant plus réduite que la cohérence entre les deux faisceaux est faible. Il a ensuite été démontré que l'expérience de mélange à deux ondes permettaient d'augmenter la cohérence du faisceau dans la voie amplifiée. La voie atténuée, quant à elle, présentait une modification de sa cohérence plus complexe. La figure 1.6, extraite de [22], illustre cet effet.

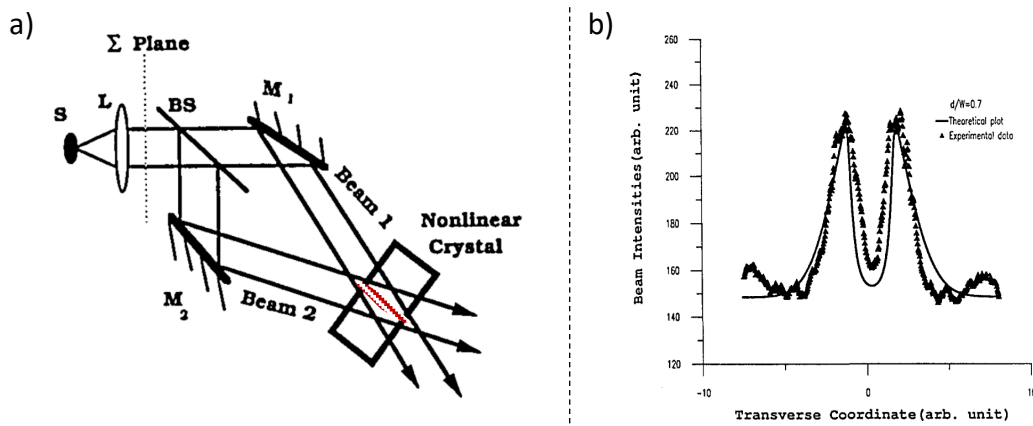


FIGURE 1.6 – a. Schéma présentant le mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif pour un champ partiellement cohérent. La zone hachurée correspond à la zone de modulation d'indice du cristal. b. Mesure du profil transverse du faisceau dans la voie atténuée après passage dans le cristal photoréfractif. Extraits de [22]

Sur la figure 1.6.a, la zone hachurée en rouge correspond à une zone réduite où le taux de modulation de la figure d'interférence, et donc du réseau d'indice, est maximal. La figure 1.6.b donne le profil transverse du faisceau dans la voie atténuée après sa traversée dans le cristal. Le centre du faisceau, qui correspond à la zone de modulation plus élevée de l'indice du cristal, se retrouve déplété. Le contour du faisceau, quant à lui, n'a pas subi l'effet du transfert d'énergie et est transmis sans modification dans le cristal. Ainsi, la possibilité de manipuler spatialement un faisceau à partir de ses propriétés de cohérence a été mise en évidence.

1.2.4 Applications et limitations

Dans les années 1990, l'utilisation de matériaux photoréfractifs ouvrait des champs d'applications divers que ce soit l'utilisation pour des miroirs à conjugaison de phase, de l'holographie volumique, des senseurs interférométriques, ou encore des applications pour le traitement de l'information optique [26].

Ce type de dispositif a par exemple été implémenté pour démultiplexer deux signaux temporels modulés sur une même porteuse optique. L'article [13] montre que l'on est capable de séparer deux signaux transmis chacun sur un mode d'une fibre multimode. Cette interaction est également utile pour manipuler les composantes d'un faisceau possédant plusieurs signaux spatialement orthogonaux. L'article [14] démontre qu'une interaction de type mélange à deux ondes (configuration présentée sur la figure 1.4) modifie les relations spatio-temporelles d'un faisceau incident, et ce de manière différente suivant les deux faisceaux transmis. En particulier, dans le cas de contenus temporels qui se partagent un même contenu spatial sur le faisceau incident, il est alors possible d'orthogonaliser spatialement le faisceau.

Plusieurs manipulations de ce type ont été décrites dans l'article [14]. Il est ainsi possible d'épurer un faisceau composé d'un signal fort et de plusieurs signaux faibles, ou, à l'inverse, de récupérer un signal faible noyé dans un fond de signaux forts.

L'article [14] explique également que nous pouvons utiliser ce système pour traiter des faisceaux qui contiennent des recouvrements entre modes spatiaux.

Ces travaux présentent un enjeu de taille pour le domaine des télécommunications dans le cadre du démultiplexage d'informations [13, 14, 27, 28].

Une utilisation combinée de cavités et d'un cristal photorefractif dans une configuration de mélange à deux ondes ont également été étudiées pour extraire des informations [29–31]. Cette capacité s'appuie sur un phénomène de compétition entre les réseaux d'indice inscrits par différents contenus spatio-temporels et qui conduit le système à s'auto-organiser pour extraire par exemple un contenu spatio-temporel particulier.

Cependant, force est de constater que les approches de type mélange à deux ondes étudiées dans les années 90 ne sont aujourd'hui que peu reprises ou étudiées. Ceci tient au fait que le milieu non linéaire est un cristal photoréfractif qui présente un certain nombre de limitations. En effet, les expériences qui en découlent sont limitées par les propriétés intrinsèques du matériau, à savoir sa longueur d'onde d'utilisation et le gain non linéaire. Il s'agit de paramètres figés par le choix du matériau photoréfractif. L'incapacité à contrôler ces paramètres rend le champ d'application de ces expériences très limitées.

Par ailleurs, le cristal utilisé est intrinsèquement un milieu à pertes, possédant un coefficient d'absorption non négligeable. Dès lors que l'on cherche à augmenter le gain non linéaire, il faut augmenter l'épaisseur de cristal que les faisceaux traversent, au détriment de la puissance en sortie d'expérience.

Ces limitations ont conduit à l'abandon de ce type de matériaux, au profit d'expériences plus modulables.

1.3 Contrôle de la propagation à travers des milieux complexes

Cette section a pour but de présenter les applications liées au contrôle de la propagation dans les milieux complexes ainsi que les techniques mises en place,

notamment à travers l'utilisation de modulateurs spatiaux de lumière. Dans le cadre de mon partenariat avec Nokia Bell Labs, le cas particulier des transmissions sur fibres optique multimodes sera détaillé. Je présenterai enfin le principe sur lequel s'appuie l'expérience que j'ai réalisée pendant ma thèse.

1.3.1 Domaines d'application

Depuis les années 1990, les problématiques de reconstruction et d'extraction d'information à partir d'un contenu couplé n'ont fait que croître dans de nombreux domaines scientifiques. La question principale à laquelle nous essayons de répondre est : comment retrouver ou reconstruire une information après propagation dans un milieu multimode ?

Cette question fait écho à de nombreuses applications dès lors que la lumière se propage dans un milieu diffusant ou désordonné. Ces milieux complexes peuvent être par exemple des tissus biologiques, ou des fibres multimodes. Dans de tels milieux, le front d'onde de la lumière qui s'y propagent se déforme, ce qui a pour conséquence de modifier l'information initialement transmise. Ceci peut être un obstacle pour les techniques d'imagerie médicale où le tissu biologique traversé à l'aller et au retour par la lumière dégrade par multiples diffusions la qualité de l'information que l'on souhaite recueillir. Des problèmes similaires s'appliquent, toujours en microscopie optique, pour focaliser de la lumière à travers un tissu biologique. Ces problématiques se posent également pour les applications de télécommunication optique où l'information utile est mélangée par couplages pendant sa propagation dans la fibre optique. Dans ces cas, des méthodes de reconstruction d'information doivent être développées. Les applications de la reconstruction de signal touchent des domaines tels que l'imagerie en milieux biologiques [32] mais également les télécommunications optiques ou l'astronomie [33].

La modification observée sur le front d'onde, à l'inverse, peut-être recherchée. Celle-ci en effet peut donner des informations sur les propriétés du milieu traversé par la lumière. Dans le second cas de figure, c'est l'objet diffusant lui-même qui est le sujet d'intérêt. C'est le cas pour les applications de type tomographie, sensing [34], métrologie ou contrôle optique [35].

Cas particulier : Contrôle à travers une fibre optique multimode

Les fibres multimodes constituent des milieux complexes et versatiles et sont de plus en plus étudiées. Leur champs d'utilisation sont divers : elles peuvent servir en télécommunications classiques [36] ou quantiques [37], pour des capteurs optiques [34], pour des applications en biophotonique [38] ou en imagerie médicale telles que la microscopie [39] ou l'endoscopie [40, 41]. En effet, les fibres optiques constituent un atout du fait de la grande capacité d'information qu'elles peuvent transporter, en lien avec le nombre de modes supportés dans la fibre. Elles peuvent guider de la lumière sur des longues distances ou à travers des tissus biologiques. En revanche, la dispersion modale qui accompagne la propagation de la lumière dans les fibres tend à créer de nombreuses distorsions spatio-temporelles du signal d'intérêt. De ce fait, l'étude de méthodes pour palier à la diaphonie dans les fibres multimodes est actuellement un sujet de recherche actif.

En particulier, des méthodes de récupération d'information basées sur la **mesure de la matrice de transmission** sont réalisées. Cette matrice permet de connaître les couplages entre les modes à la sortie de la fibre. La mesure de cette matrice [42–45] donne donc tous les paramètres permettant de reconstituer un signal particulier qui se serait couplé.

Conjointement à cela, l'utilisation potentielle de **modes principaux** est un sujet extensivement étudié [46–49]. Ces modes correspondent à une combinaison linéaire particulière de modes transverses de propagation qui, à la sortie de la fibre, génère une distribution transverse qui se conserve sur une certaine plage de longueur d'onde. Ce faisant, une impulsion lumineuse qui se propagerait suivant un tel mode principal de la fibre, se reformerait en sortie de fibre (la conservation de l'allure de l'impulsion n'est vraie qu'à l'extrémité de la fibre), comme le montre l'image tirée de [50] affichée sur la figure 1.7. Le calcul des modes principaux de la fibre s'appuie le plus souvent sur le calcul de la matrice de transmission et l'excitation de ces modes est réalisée en utilisant un SLM.

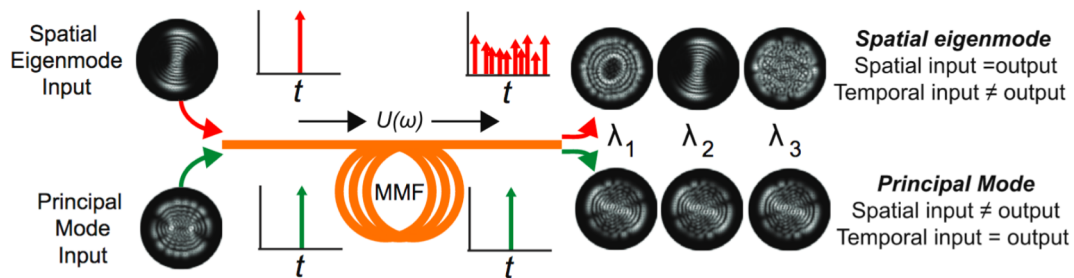


FIGURE 1.7 – Illustration des différences de propriétés entre les modes spatiaux d'une fibre et ses modes principaux caractérisés par une valeur définie du retard de groupe. Figure extraite de [50]

1.3.2 Techniques utilisées

De nombreuses techniques visant à manipuler le signal ou contrôler la propagation des champs dans des milieux aléatoires ont été développées. Parmi ces techniques de manipulation de signal utilisant de l'optique, nous trouvons notamment :

- **L'holographie numérique** : L'holographie est un procédé d'enregistrement de la phase et de l'amplitude de l'onde diffractée par un objet, qui permet de récupérer une image en trois dimensions de cet objet. L'holographie numérique se réfère à l'acquisition et au traitement d'un hologramme en utilisant une caméra (ou un détecteur similaire). La reconstruction d'image est alors réalisée numériquement [51]. L'holographie numérique est très intéressante pour des applications d'imagerie à travers un milieu multimode [52], de reconstruction d'image comme la tomographie [5, 6], de contrôle de champ dans une fibre [53] ou encore de métrologie optique, par exemple de vibrométrie [54].
- **Les miroirs à conjugaison de phase** : C'est un procédé qui repose sur une interaction nonlinéaire de type mélange à 4 ondes. L'interaction de deux

faisceaux de pompe contra-propageants avec un faisceau sonde, génère à l'intérieur d'un milieu une polarisation nonlinéaire proportionnelle au complexe conjugué de ce dernier. On montre alors qu'un faisceau peut-être efficacement généré dans la direction opposée au faisceau signal avec un front d'onde complexe conjugué du faisceau sonde. Ainsi, on réalise un miroir à conjugaison de phase. Ces effets ont été observés dans des milieux à gain, mais également dans des matériaux photoréfractifs. L'intérêt est de compenser des distorsions de front d'onde subies par un faisceau à la traversée d'un milieu complexe. Il est également possible de réaliser un tel effet par une approche type holographie numérique comme nous le verrons à la suite. Cette technique peut servir pour des applications de type reconstruction de signal, ou d'imagerie à travers des tissus biologiques [55, 56], de focalisation dans des milieux non linéaires ou multimodes [57, 58].

Ces techniques s'appuient sur de l'interférométrie cohérente. Elles ont historiquement été développées en utilisant des milieux de type photoréfractifs, mais les limitations intrinsèques au matériau non-linéaire les rendent peu usitées actuellement. La communauté scientifique a davantage profité de l'émergence de nouveaux supports pour la modification du champ. Avec les avancées récentes dans le domaine des technologies numériques, la plupart de ces méthodes ont évolué et reposent à présent le plus souvent sur l'utilisation de modulateurs spatiaux de lumière (SLM).

Approches opto-électroniques utilisant un SLM

Un SLM permet de modifier les composantes d'amplitude, de phase ou de polarisation de la lumière. Il peut être réalisé à partir d'une matrice de micro-miroirs [59], ou alors une matrice de cristaux liquides contrôlés électroniquement (EASLM) [60, 61] ou optiquement (OASLM) [34, 62]. Cet outil est à présent utilisé très largement par la communauté scientifique.

L'utilisation de SLM pour le contrôle spatio-temporel du champ permet de mesurer les déformations engendrées par un milieu afin de mettre en forme le champ pour focaliser la lumière dans des milieux diffusants. La figure 1.8, tirée de l'article [63], illustre ce principe. Sur la figure 1.8, un front d'onde plan est envoyé à travers un échantillon fortement diffusant et en sortie de ce milieu, le champ observé forme une figure de speckle. Si au contraire, dans le cas de la figure 1.8.b, le front d'onde incident a été mis en forme préalablement (à l'aide d'un SLM), il est possible de focaliser la lumière en sortie du milieu diffusant.

Ce type d'expérience est étudié pour des applications de micromachinerie, de chirurgie de précision [61, 64], de la transmission d'images [65] ou d'hologramme [66], ou encore de la sélection de mode pour le pompage laser [67]. Plus encore qu'une simple focalisation de la lumière, l'utilisation de SLM peut également permettre de réaliser une compression spatio-temporelle du signal [50, 68]. Le milieu de propagation peut être un tissu biologique ou une fibre multimode.

A titre d'exemple le schéma 1.9, tiré de l'article [58] adapte une expérience de miroir à conjugaison de phase par l'utilisation combinée d'un SLM et d'une caméra pour la reconstruction d'un signal déformé après propagation dans une fibre optique mul-

timode. La fibre est excitée à l'entrée en un point 1.9.a, la répartition du champ de speckle est enregistrée en 1.9.b, une mesure interférométrique via la caméra permet de reconstituer la distribution de phase 1.9.c, qui est alors utilisée pour générer le masque de phase à appliquer sur le SLM. Ce masque correspond à la phase associée au conjugué en phase de l'onde incidente. Au retour, le faisceau se retrouve concentré au point d'excitation de départ 1.9.d. Cette méthode nécessite l'utilisation d'un signal de référence.

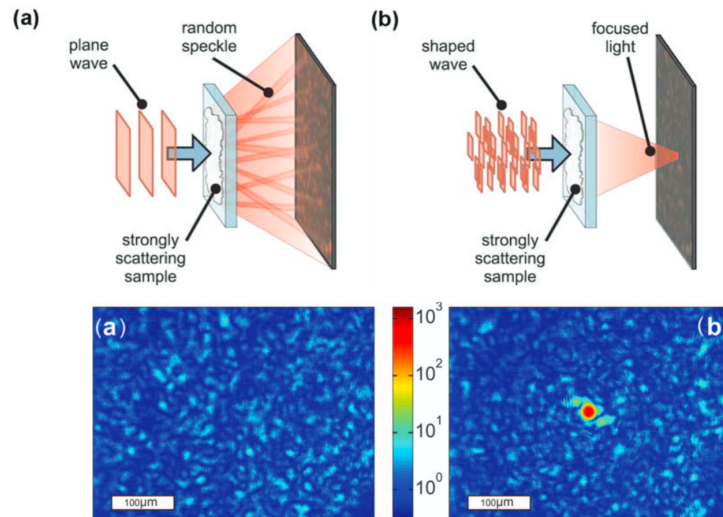


FIGURE 1.8 – Illustration de la propagation d'une onde plane (a) et d'une onde mise en forme (b) à travers un milieu diffusant, avec les distributions d'intensité en sortie dans les deux cas. Figures extraites de *Focusing coherent light through opaque strongly scattering media*, I. M. Vellekoop et A. P. Mosk, *Opt. Lett.*, 2007 [63]

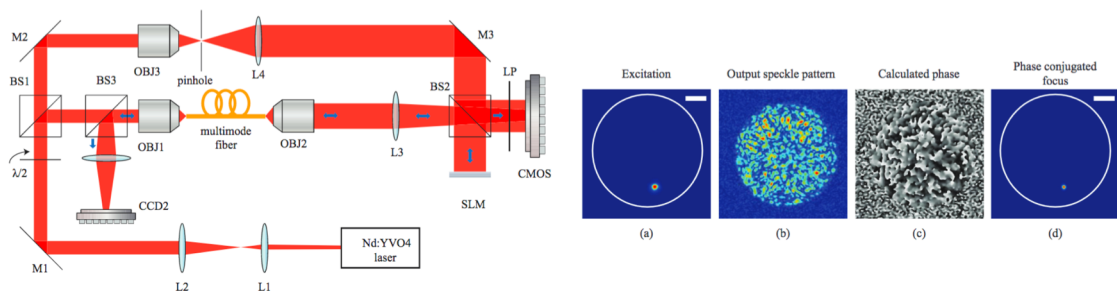


FIGURE 1.9 – Focalisation à travers une fibre optique multimode grâce à un miroir à conjugaison de phase numérique composé d'une caméra CMOS et d'un modulateur spatial de lumière (SLM). Figures extraites de *Focusing and scanning light through a multimode optical fiber using digital phase conjugation*, Papadopoulos et al, *Opt Express*, 2012 [58]

Modulateur spatial de lumière à cristaux liquides

Le SLM utilisé pour l'expérience illustrée sur la figure 1.9 est un SLM utilisant des cristaux liquides. Pendant ma thèse, nous avons également utilisé ce type de SLM. Nous allons donc en détailler le principe [69, 70].

Un cristal liquide est un matériau diélectrique uniaxe. On parle plus précisément de cristaux liquides "nématiques". Un état nématique, ou mésomorphe, est un état de la matière à mi-chemin entre une phase liquide et une phase cristalline. Les cristaux liquides sont formés de molécules allongées réparties de façon anisotrope (comme dans un liquide) mais qui tendent à avoir une orientation ordonnée : Les molécules sont globalement parallèles entre elles. Leur position va être altérée par l'application d'une force mécanique ou électrique. En effet, sous l'effet d'un champ statique (ou de faible fréquence), les molécules vont avoir tendance à s'aligner le long la direction du champ.

Une fine couche de cristaux liquides nématiques s'apparente à un milieu uniaxe. Sous l'application du champ, et du fait de la rotation des molécules, le retard de phase subi par une onde polarisée lors de la traversée de la couche est modifié. Le retard de phase induit dépend de l'orientation des molécules de cristaux liquides. Sur ce principe, le SLM à cristaux liquides est réalisé à partir d'une matrice de pixels composés de cristaux liquides contrôlables électriquement, comme l'illustre le schéma de la figure 1.10 [70].

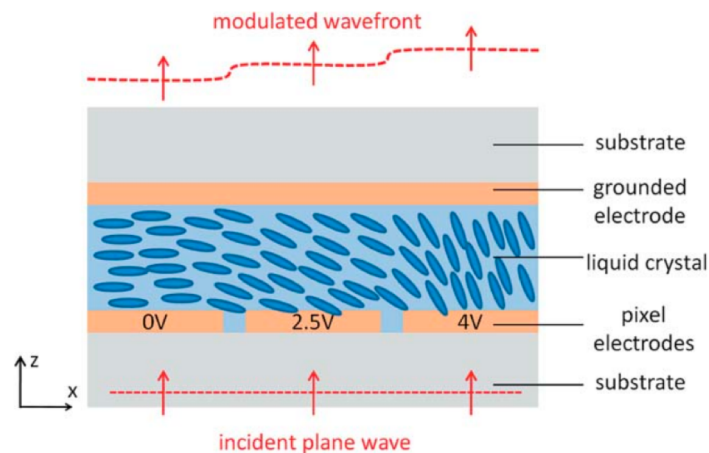


FIGURE 1.10 – Schéma de la modification du front d'onde d'une onde plane par un SLM à cristaux liquides, extrait de [70]

Chaque pixel agit comme une lame à retard variable et contrôlable pour le champ incident polarisé. La figure 1.10 présente le fonctionnement d'un SLM à cristaux liquides et la déformation qui est induite sur un champ lorsque l'on lui applique un champ électrique. Ainsi, le front d'onde de la lumière est modifié en fonction d'une carte des tensions à appliquer sur chaque pixel du SLM et qui en pratique se commande au moyen d'une image codée en niveaux de gris.

Optically Addressed Spatial Light Modulator (OASLM)

La majorité des SLM à cristaux liquides sont adressés électriquement. Cependant, il existe également des modulateurs contrôlés optiquement [62, 71], qui se montrent intéressants pour des expériences impliquant du traitement d'image ou de signal optique. L'OASLM est constitué d'un photorécepteur et d'un composant électro-optique qui sont séparés par un composant diélectrique. Le schéma d'une valve optique à cristaux liquides, qui est un exemple particulier de OASLM, est présenté sur la figure 1.11.a. extraite de [34]. Il associe un matériau photoconducteur (PH) et une couche de cristaux liquides nématiques (LC). Une tension V_0 est appliquée entre deux électrodes transparentes entre lesquelles se trouvent la couche de cristaux liquides et le milieu photo-conducteur. La tension qui s'appliquera sur les cristaux liquides résulte de la modification de l'impédance électrique du PH au moyen d'une illumination extérieure. Dans cette configuration, la modification de la phase par la couche de cristaux liquides est contrôlée optiquement par un champ incident. Par ailleurs, le champ contrôlant le OASLM et le champ modifié par celui-ci peuvent être différents. Les deux champs peuvent par exemple avoir un degré de cohérence différent, auquel cas le OASLM peut servir de convertisseur de lumière incohérente vers cohérente, ou encore ne pas avoir la même intensité de départ, auquel cas le dispositif permet de renforcer l'intensité de la lumière, ou même ne pas avoir la même longueur d'onde.

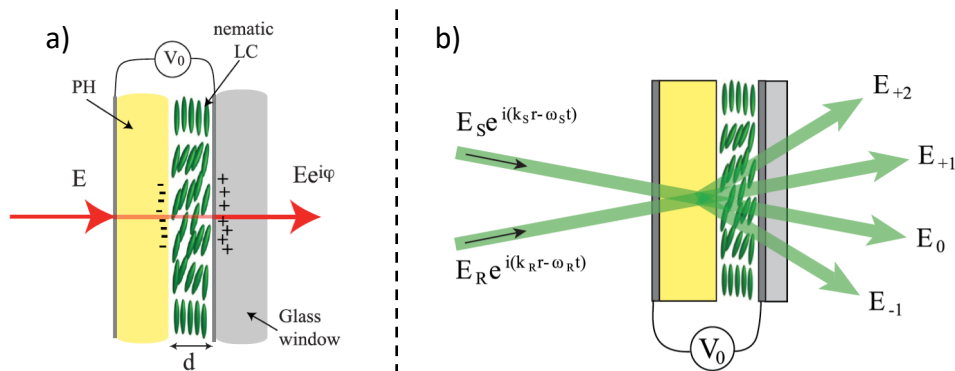


FIGURE 1.11 – (a) Illustration d'un OASLM et d'une onde mise en forme (b) Schéma d'un OASLM pour une expérience de mélange à deux ondes. Figures extraites de *Liquid crystal light valves as optically addressed liquid crystal spatial light modulators : optical wave mixing and sensing applications*, S. Residori, U. Bortolozzo et J. P. Huignard, 2018 [34]

Il est possible à partir de ce dispositif de réaliser des expériences de mélange à deux ondes (voir figure 1.11.b), ce qui nous intéresse particulièrement dans le cas de nos travaux de recherche.

Plusieurs expériences ont déjà été réalisées à partir d'un OASLM comme l'étude d'effets de ralentissement de lumière, de sensing optique ou d'holographie adaptative [34].

1.3.3 Limitations de ces expériences

Ces nouvelles expériences utilisant une combinaison entre une caméra et un SLM ont été réalisées sur la base des travaux menés autour des valves optiques [33, 62] ou encore des miroirs à conjugaison de phase [58]. Cependant, la plupart de ces expériences sont limitées par le besoin d'utiliser un signal de référence, ou celui de calculer la matrice de transmission du milieu comme nous l'avons détaillé précédemment. Les expériences alors mises en œuvre reposent la plupart du temps sur des calculs numériques très complexes, permettant de retrouver les déformations engendrées par le milieu diffusant. Dès lors que le milieu diffusant se modifie au cours du temps, les méthodes basées sur des algorithmes numériques montrent leur limite fondamentale : le temps de calcul nécessaire à l'obtention des informations sur la déformation du milieu. Cette limitation n'est pas un problème lorsque le milieu ne varie pas ou peu, mais peut devenir critique dans des domaines tels que l'imagerie biologique [52, 61, 72] ou les télécommunications optiques [36, 73–76] qui varient en temps réel. Cependant, certaines méthodes essaient de s'affranchir du calcul numérique des modifications du signal, comme des expériences d'auto-organisation de la lumière [77].

1.3.4 Les enjeux

L'ensemble de ces résultats sont les prémisses d'une nouvelle ère vers le contrôle, la maîtrise des propriétés spatio-temporelles de faisceaux lors de leur propagation dans des milieux complexes, tels que des structures de guidage fortement multimodes. Au-delà de la compréhension physique des phénomènes de propagation multimodale en régimes linéaire et nonlinéaire, les techniques de contrôle qui commencent à voir le jour ouvrent des perspectives nouvelles.

D'un point de vue fondamental, l'observation de dynamiques spatio-temporelles dans des fibres optiques multimodes constitue une formidable plateforme expérimentale pour étudier la grande variété de dynamiques nonlinéaires communes à différents champs de la physique. Les travaux récents ouvrent la voie vers de nouveaux défis comme la prise en compte de la présence de désordre en lien avec les interactions nonlinéaires, une meilleure compréhension des effets spatio-temporels dans les milieux à gain multimode (en régime d'amplification ou d'oscillation laser), ainsi que sur le développement d'instrumentations pour le façonnage et l'analyse des propriétés spatio-temporelles des faisceaux.

Ma thèse ayant été financée par Nokia Bell Labs, nous allons nous attarder plus longuement sur les problématiques soulevées dans le cadre des télécommunications optiques.

1.3.5 Illustration : Multiplexage spatial pour les télécommunications optiques

Pendant ma thèse, je me suis particulièrement intéressée aux problématiques de transmission de l'information par fibre optique [78]. Cette partie a pour but de présenter les problématiques liées à la transmission d'informations pour les réseaux

de télécommunication et le lien avec mon travail de thèse. L'article [76] fait l'état de l'art des réseaux de télécommunication actuels et de l'avancée des recherches à ce propos.

Nous nous intéresserons en particulier aux problématiques de transmission d'information par multiplexage spatial dans les fibres optiques, les difficultés que ces techniques entraînent, et le traitement d'information utilisé en sortie des fibres. Actuellement, pour gérer la récupération d'information, les systèmes de télécommunication utilisent en sortie d'un démultiplexeur spatial couplé à un traitement numérique de signal DSP (Digital Signal Processor) de type MIMO (Multiple Input Multiple Output). Ces notions seront approfondies dans la suite.

Position du problème

Ces dernières années, les technologies utilisées pour les télécommunications optiques ont évolué très rapidement afin d'améliorer le débit d'informations transférées dans les fibres optiques.

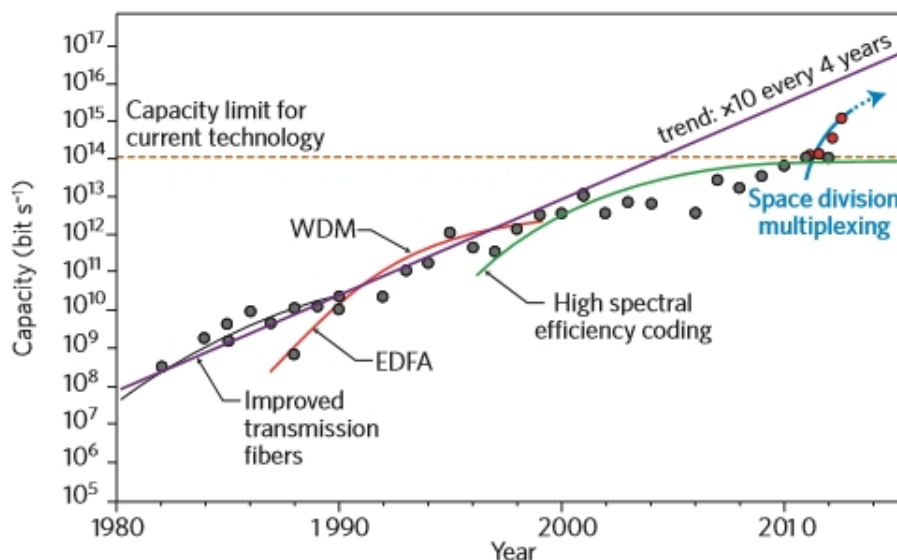


FIGURE 1.12 – Évolution des capacités de transmission dans les fibres optiques depuis 1980, tiré de l'article Space-division multiplexing in optical fibres, D. J. Richardson et al., 2013 [76]

Les débits envoyés dans les fibres sont multipliés par 10 tous les quatre ans. Cette évolution a été possible en grande partie grâce au développement de l'amplification du signal dans des fibres EDFA [79] et à différentes technologies permettant d'augmenter les débits dans les fibres parmi lesquelles l'utilisation de multiplexage en longueur d'onde [80] ou encore l'utilisation de formats de modulation avancés en amplitude et en phase [81–84]. L'augmentation des débits dans les fibres a été possible grâce au développement de la détection cohérente [85, 86] qui repose sur la détection du battement entre le signal d'une porteuse optique modulée et un oscilla-

teur local dont la fréquence est proche de celle de la porteuse. Contrairement à une détection directe, la détection cohérente accède à la mesure du signal en amplitude et en phase. Ces techniques de détection ont été complétées par le développement de techniques de traitement numérique (Digital Signal Processing) qui permettent de corriger les effets de distorsions linéaires et nonlinéaires du signal [87]. Ainsi, les effets de polarisation et de dispersion chromatique introduits pendant la propagation sont compensés par DSP.

Les nombreuses avancées technologiques ont permis jusqu'à présent de démultiplier la quantité d'informations transmises à travers le monde. A l'heure actuelle, les fibres utilisées par les réseaux de télécommunication sont monomodes, et peuvent transporter jusqu'à 100 Tbit/s de données [88]. Cette valeur est une limite haute, appelée limite de Shannon [89], correspondant à la saturation des bandes spectrales couvertes par les amplificateurs à fibre dopée Erbium, de 1525 nm à 1610 nm. Sur une fibre monomode, pour cette gamme spectrale, il n'est techniquement pas possible d'augmenter davantage les capacités de transmission [90]. Par ailleurs, le potentiel déploiement de systèmes composés de plusieurs fibres monomodes en parallèle n'est pas une solution viable pour les sociétés de télécommunication d'un point de vue économique et énergétique à cause de la multiplication des éléments connexes (lasers de pompe, modulateurs, amplificateurs, détecteurs, DSP, ...). Depuis quelques années, l'utilisation du multiplexage spatial est une solution envisagée pour augmenter les capacités de transfert d'information dans les fibres [73, 75, 76]. Ceci permettrait ainsi de multiplier les capacités de transmission par le nombre de canaux spatiaux de transmission. Deux méthodes pour multiplexer spatialement des signaux sont envisageables. Il est possible d'utiliser des fibres possédant plusieurs cœurs, auquel cas chaque cœur correspond à un canal spatial d'information [91, 92]. Ou alors il est possible d'adapter les techniques actuelles avec des fibres multimodes où cette fois les informations seraient transmises sur les différents modes transverses orthogonaux d'une fibre [93, 94].

Pour ces techniques, bien que les modes transverses soient en théorie orthogonaux entre eux, des effets de couplages interviennent au cours de la propagation. Ils proviennent des imperfections de la fibre, des effets de courbure ou des connexions entre fibres [95]. La conséquence de ces couplages est que les canaux d'information sont sujets à des phénomènes de diaphonie. Des méthodes de traitement des signaux en sortie de la fibre doivent être implémentées pour pouvoir retrouver les signaux de départ à partir du calcul des modifications du champ en sortie de fibre [96].

Les recherches réalisées ont permis de faire propager des signaux sur plusieurs cœurs de fibres multicoeurs sur plusieurs milliers de kilomètres (10000 km pour 4 cœurs en 2017) [97]. Les performances sur fibres multimodes permettent de multiplexer les signaux sur 3 à 6 modes (6300km pour 3 modes en 2019) [98].

Transmission sur fibres multimodes

Mon projet porte sur le contrôle d'informations optiques spatio-temporelles transmises à travers un guide multimode. Nous allons donc nous intéresser plus particulièrement aux cas du multiplexage modal. Les différentes étapes de la transmission dans une fibre multimode sont schématisées sur la figure 1.13.

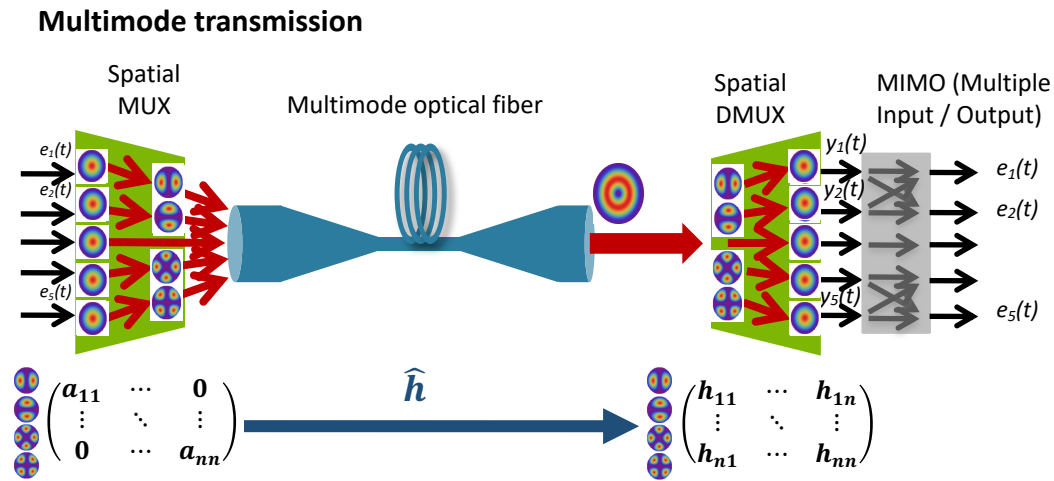


FIGURE 1.13 – Schéma explicatif d’une transmission multimode

La première étape de la transmission consiste à transmettre une information temporelle sur chacun des modes de la fibre. On comprend alors l’importance de devoir exciter de manière sélective ces modes. Le multiplexage spatial peut être réalisé de plusieurs façons en utilisant des masques de phase contrôlés numériquement [99–101], des systèmes de modification de phase multi-plans [94], de l’holographie volumique [102, 103] ou encore des lanternes optiques [104]. Malgré tout, et comme évoqué précédemment, lors de la propagation les informations temporelles portées sur chaque mode sont sujettes aux inévitables effets de couplages entre les modes [75, 95], auxquels viennent s’ajouter l’atténuation, les retards, et la dispersion spécifique à chaque mode [105–107].

Ces mélanges d’informations aboutissent au fait qu’à la sortie de la fibre, en utilisant un système de demultiplexage similaire à celui de multiplexage, les signaux détectés ne correspondent pas aux signaux d’entrée mais sont une combinaison linéaire complexe de ceux-ci. De manière plus fondamentale, la propagation linéaire dans un guide multimode peut être décrite par une matrice de transmission qui relie l’amplitude des modes en entrée et en sortie de la fibre. La détermination de la matrice de transmission peut-être réalisée selon les différentes approches vues précédemment. Par ailleurs, cette matrice est dépendante des changements environnementaux et varie aléatoirement sur une échelle de temps caractéristique de l’ordre de la milliseconde. Pour récupérer les signaux de départ, nous avons besoin d’une étape de traitement supplémentaire, en temps réel, réalisée à l’aide d’un MIMO (Multiple Inputs Multiple Outputs), dont le rôle va être de calculer la matrice de transmission correspondant à la propagation dans la fibre, et de l’inverser [108, 109]. En sortie de fibre, le traitement temporel des signaux est strictement reporté à des opérations de traitements numériques.

Limites

Pour être efficace, ce traitement doit être réalisé sur une échelle de temps beaucoup plus petite que les échelles de temps de variation de la matrice de transfert. Les algorithmes connus pour de tels dispositifs sont assez complexes. On peut par ailleurs montrer que la complexité du MIMO dépend du couplage ainsi que du retard relatif entre les modes de transmission. De façon générale, lorsqu'il y a des couplages, la complexité du MIMO augmente quadratiquement avec le nombre de modes. Rapidement, le temps de calcul du MIMO devient trop long pour traiter en temps réel les signaux. Les phénomènes de couplage étant inévitables pour des transmissions longue distance, la grande complexité des algorithmes constitue l'un des obstacles principaux à l'utilisation du multiplexage spatial.

Plusieurs solutions sont envisagées afin de rendre possible la transmission sur fibres multimodes. La première est l'utilisation de fibres multimodes essayant de minimiser au maximum les couplages pendant la transmission [110,111], associée à l'utilisation de modulateurs spatiaux de lumière [74,112] ou à l'utilisation de filtres complexes au niveau du démultiplexeur [96,113].

Par ailleurs, la possibilité d'utiliser les modes principaux de la fibre est envisagée, mais cela présuppose le calcul préalable de ces modes [114], qui repose le plus souvent sur la mesure de la matrice de transmission de la fibre.

Plus généralement, les études sur le développement de nouvelles méthodes de contrôle des signaux à partir du calcul de la matrice de propagation sont nombreuses et constituent un sujet de fond concernant les propagation sur fibres multimodes [44,115,116]. Les coefficients intervenant dans la matrice de transmission sont directement liés aux propriétés de cohérence spatio-temporelle des faisceaux. Jusqu'à présent, les techniques pour démultiplexer l'information s'appuient uniquement sur les propriétés spatiales de ces faisceaux. Le but de ma thèse est d'étudier une nouvelle approche de traitement du signal qui mettrait à profit non seulement les propriétés spatiales des signaux mais également leurs propriétés temporelles. L'idée est de pouvoir mesurer et manipuler la cohérence spatio-temporelle des faisceaux en sortie de la fibre.

1.4 Présentation de mon travail

Nous avons décidé de nous intéresser à une approche de manipulation de la cohérence de la lumière analogue au mélange à deux ondes dans les cristaux photoréfractifs évoqué dans les précédentes études. Afin de nous affranchir des contraintes liées aux matériaux, l'expérience est réalisée en utilisant un modulateur spatial de lumière et une caméra. Étant basée sur l'expérience de mélange à deux ondes, il s'agirait d'une fonction auto-référencée qui, à terme, pourrait fonctionner en temps réel. La figure 1.14 présente le principe de notre expérience, en analogie avec les expériences de mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif [14].

Dans ce montage, la caméra et le SLM sont parfaitement conjugués. La caméra enregistre le réseau créé par interférence des deux ondes. Un ordinateur permet d'envoyer cette figure d'interférence sur le SLM, sous forme d'un masque de phase, sur lequel vont venir se diffracter les ondes. L'intérêt de ce montage est de pouvoir

contrôler le réseau enregistré sur la caméra. Nous pourrions simuler l'épaisseur du cristal non linéaire par un terme de contraste des franges d'interférences Γ , et simuler le déphasage intrinsèque du cristal par un terme ϕ de décalage du réseau de phase. Enfin, la figure d'interférence enregistrée sur la caméra sera intégrée sur un certain temps τ correspondant au temps d'intégration du cristal. Ces paramètres pourront être modifiés afin d'optimiser au mieux la manipulation de la cohérence des faisceaux. Contrairement aux expériences utilisant un cristal photoréfractif ou une valve optique, les deux étapes d'écriture et de lecture du réseau d'interférence sont ici séparées.

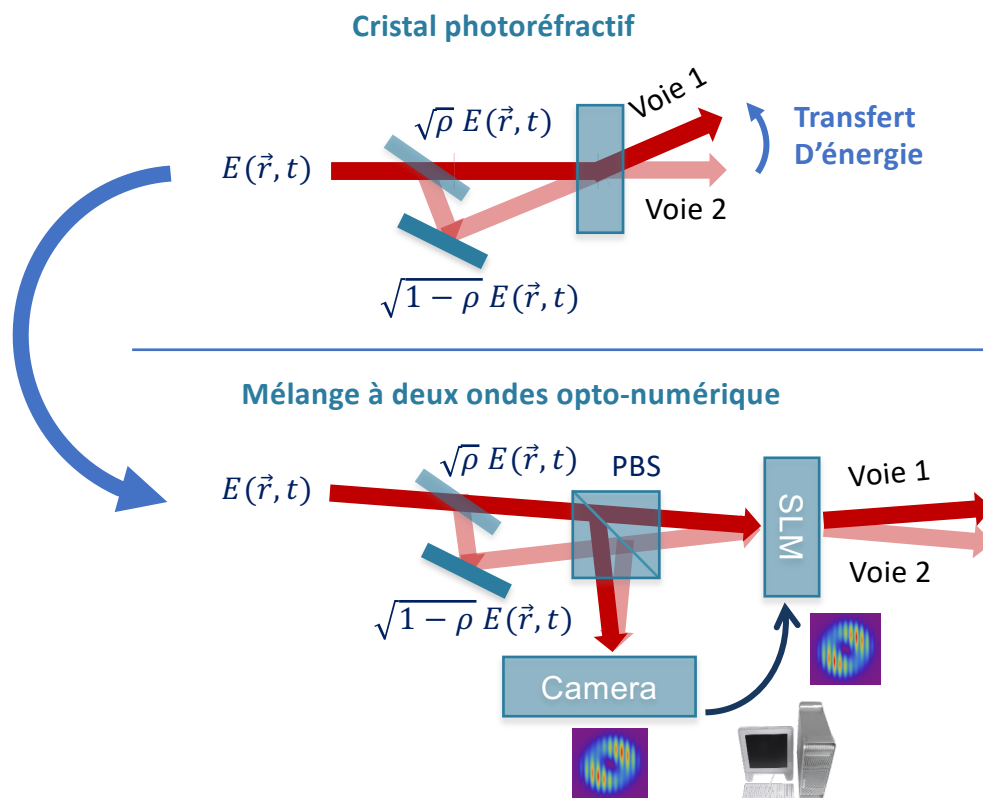


FIGURE 1.14 – Schéma présentant l'analogie entre l'expérience de mélange à deux ondes dans un photoréfractif et le mélange à deux ondes opto-numérique

Ce type de configuration semi-numérique a l'avantage d'apporter beaucoup plus de degrés de liberté et de flexibilité pour la manipulation de la lumière. Il existe sur le marché un large choix de caméras et de modulateurs de lumière couvrant une grande gamme de longueurs d'onde. Nous utiliserons des composants fonctionnant à 1550 nm du fait de l'orientation télécom de ma thèse.

En outre, la fonction de traitement du signal est à présent contrôlée numériquement et il est beaucoup plus facile de modifier les paramètres d'expériences, telles que le gain de l'effet non linéaire, voir la nature même du traitement non linéaire réalisé.

L'objectif principal de ce travail est d'explorer de nouvelles techniques de manipulation des propriétés de cohérence de la lumière, voir de la possible extraction d'information à partir d'un contenu spatio-temporel initial qui aurait été couplé. Dans le cadre de mon partenariat avec Nokia Bell Labs, ce travail visait à étudier dans quel mesure ce type d'interaction permettrait d'extraire des informations transmises à travers une liaison sur fibre optique multimode.

Interaction de type mélange à deux ondes dans une configuration opto-numérique

Le but de ce chapitre est de présenter une expérience de mélange à deux ondes opto-numérique, basée sur l'utilisation conjointe d'une caméra et d'un modulateur spatial de lumière. Nous avons vu au cours du chapitre 1 que cette expérience découle de l'étude du mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif qui permet de modifier les propriétés de cohérence spatio-temporelle du champ. Dans ces expériences, il a notamment été démontré un effet de transfert d'énergie conjointement à une sélection de fréquence [13–15]. Cependant, le fonctionnement d'une telle expérience est limitée par les propriétés intrinsèques du cristal photoréfractif. Nous proposons de transposer ces approches étudiées dans un photoréfractif en utilisant une expérience où le milieu non linéaire serait émulé via une configuration opto-numérique contrôlable par l'utilisateur. Cette configuration permettrait ainsi une plus grande flexibilité pour le contrôle des propriétés de cohérence spatio-temporelle du champ. Le but est tout d'abord d'étudier dans cette nouvelle configuration des effets de transfert d'énergie et de sélection de fréquence, en se reposant sur les résultats décrits avec un cristal photoréfractif. Il sera ensuite possible d'explorer d'éventuelles applications de notre expérience notamment pour l'extraction d'informations à partir d'un signal présentant plusieurs contenus spatio-temporels couplés.

Par ailleurs, nous avons vu au chapitre précédent que de nombreuses expériences de manipulation d'information utilisant un modulateur de lumière ont déjà été réalisées [52, 61, 72]), dans le domaine de l'imagerie de milieux biologiques [38, 40, 64] ou encore des télécommunications optiques [73–76]. Le principal inconvénient de ces expériences réside dans le fait qu'elles nécessitent des traitements complexes calculés à partir d'un signal de référence afin de contrôler la propagation dans le milieu. Ces limitations rendent le traitement mal adapté dans le cas de milieux se modifiant en temps réel ou lorsque le signal de référence n'est pas accessible. L'avantage d'une expérience de type mélange à deux ondes serait de proposer un traitement optique auto-référencé du signal, qui pourrait s'affranchir partiellement du traitement numérique et permettre de traiter un signal en temps réel.

Ce chapitre s'articule en quatre sous-parties. Je développe d'abord la théorie et le formalisme mathématique sous-jacent à l'expérience de mélange à deux ondes

opto-numérique, puis je présente l'expérience que nous avons réalisée au laboratoire Charles Fabry. Des résultats classiques de transfert d'énergie sont présentés afin de valider l'utilisation de cet outil. Enfin, j'examine les possibilités de manipulation spatiale de la lumière à l'aide de cette expérience, qui pourront éventuellement être utiles dans une perspective de traitement du signal.

2.1 Présentation du mélange à deux onde opto-numérique

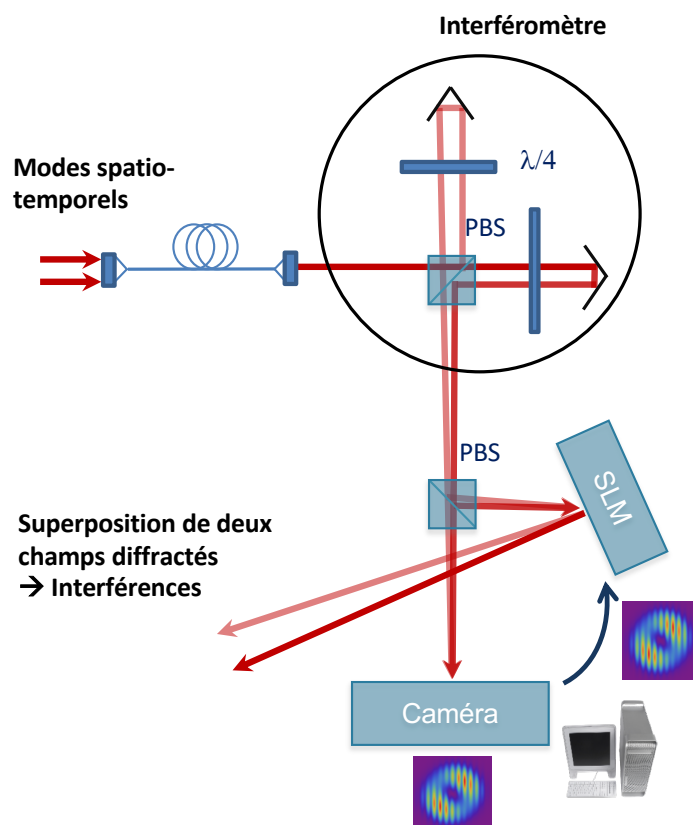


FIGURE 2.1 – Schéma de l'expérience de mélange à deux ondes opto-numérique

L'expérience qui a été réalisée s'appuie sur l'utilisation combinée d'une caméra infrarouge et d'un Modulateur Spatial de Lumière (SLM).

Dans une configuration présentée sur la figure 2.1. Dans ce montage, un faisceau en sortie d'une fibre optique traverse un interféromètre de Michelson. Les deux faisceaux en sortie de l'interféromètre sont envoyés d'une part sur une caméra et d'autre part sur un SLM. La caméra et le SLM sont parfaitement conjugués par un cube séparateur de polarisation (PBS) de façon à ce que les deux faisceaux se superposent au niveau de chacun de ces composants.

Sur la caméra, un interférogramme est enregistré et ensuite traité numériquement afin de générer un réseau de phase affiché sur le SLM. Les deux faisceaux incidents sur le SLM sont diffractés par le réseau. L'intérêt de ce montage est de pouvoir

contrôler d'une part le réseau enregistré sur la caméra infrarouge et d'autre part le traitement informatique qui conduit à la détermination du masque de phase affiché sur le SLM.

A quoi s'attend-t-on ?

On considère un faisceau issu d'une fibre multimode composé de plusieurs informations spatio-temporelles a priori incohérentes entre elles qui se seraient couplées pendant la propagation. Sur la caméra, nous nous attendons à observer une figure de speckle du champ multimode. L'interféromètre de Michelson permet de faire interférer le champ à la sortie de la fibre et sa copie retardée et crée de ce fait des systèmes de franges à l'intérieur des grains de speckle. Le contraste des franges pourra varier d'un grain de speckle à l'autre en fonction des propriétés de cohérence du champ. La figure d'interférence sera composée d'une distribution spatiale de réseaux d'interférences. Le contraste associé à chaque réseau est relié au degré de cohérence entre différentes informations spatio-temporelles transmises à travers la fibre.

Un masque de phase va être créé à partir de cet interférogramme et utilisé comme réseau de phase sur le SLM. Lorsque les faisceaux incidents vont venir relire le réseau, certaines parties de ce faisceau seront diffractées très efficacement (là où la modulation de phase sera forte), alors que d'autres ne seront pas ou peu diffractées. Plus précisément, les parties du faisceau associées à un fort degré de cohérence mutuelle seront diffractées dans une direction, alors que les fractions du faisceau avec un faible degré de cohérence seront transmises dans une autre direction. Ainsi, on s'attend à retrouver dans une voie un faisceau formé de contributions spatio-temporelles très corrélées et dans l'autre un faisceau formé de contributions spatio-temporelles orthogonales. C'est cette deuxième voie qui pourra présenter un intérêt dans la perspective de l'extraction d'information à partir d'un contenu multimodal.

On peut décomposer le montage figure 2.1 en deux parties :

- Enregistrement d'une figure d'interférence reliée aux propriétés de cohérence mutuelle du faisceau.
- Diffraction des faisceaux sur un réseau de phase relié au degré de cohérence mutuelle de ces mêmes faisceaux. Cette diffraction s'accompagne d'un effet de transfert d'énergie entre les deux faisceaux incidents et d'une possible modification du profil spatial du signal. La modification du champ se fait à l'aide d'un SLM.

Les deux étapes d'écriture et de lecture du réseau d'interférence, qui sont simultanées dans le cas d'un cristal photoréfractif, sont ici séparées. L'intérêt de dissocier ces deux étapes est de disposer de nouveaux degrés de liberté sur la réponse nonlinéaire du système, pour in fine modifier de manière contrôlée les propriétés spatio-temporelles du faisceau incident. Dans cette configuration, la modification du faisceau n'est plus déterminée par les propriétés intrinsèques d'un cristal, mais par un réseau de phase entièrement contrôlable numériquement. Par ailleurs, le régime de diffraction dans lequel nous nous plaçons dans notre expérience est différent. Dans le cas d'un cris-

tal épais tel que le photoréfractif, la diffraction des faisceaux opère dans un régime de Bragg, alors que dans le cas considéré à présent, la diffraction se fait en régime de Raman-Nath. Ceci contribue à des différences importantes de comportements et de propriétés entre les deux configurations. Les paramètres de contrôle de la non-linéarité sont différents. En faisant l'analogie avec les expériences utilisant un cristal photoréfractif, nous pouvons simuler le terme de gain non linéaire par un gain variable Γ variant entre 0 et 2π et relié au contraste du réseau de phase affiché sur le SLM, et fixer le déphasage ϕ entre le réseau de phase et la figure d'interférence. Par ailleurs, la figure d'interférence enregistrée sur la caméra est intégrée sur un certain temps τ équivalent à la constante de temps d'un cristal photoréfractif. Dans notre expérience, ces paramètres peuvent être modifiés afin d'optimiser la manipulation de la cohérence des faisceaux.

Les deux étapes évoquées précédemment sont détaillées à la suite :

Interférométrie (voir figure 2.2)

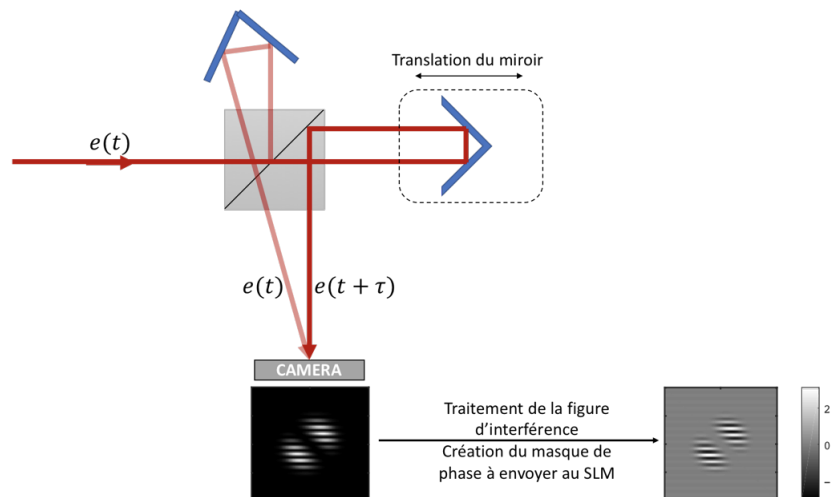


FIGURE 2.2 – Enregistrement d'une figure d'interférence

Le faisceau issu d'une fibre optique est transmis à travers un interféromètre. L'un des bras de l'interféromètre est monté sur une platine de translation pour introduire un retard par rapport à l'autre voie. En outre, l'interféromètre introduit un angle entre les faisceaux réfléchis par les deux bras qui va fixer le pas des franges de la figure d'interférence. Spatialement, le contraste local des franges dépend des propriétés de cohérence spatio-temporelle du faisceau.

Manipulation spatiale (voir figure 2.3)

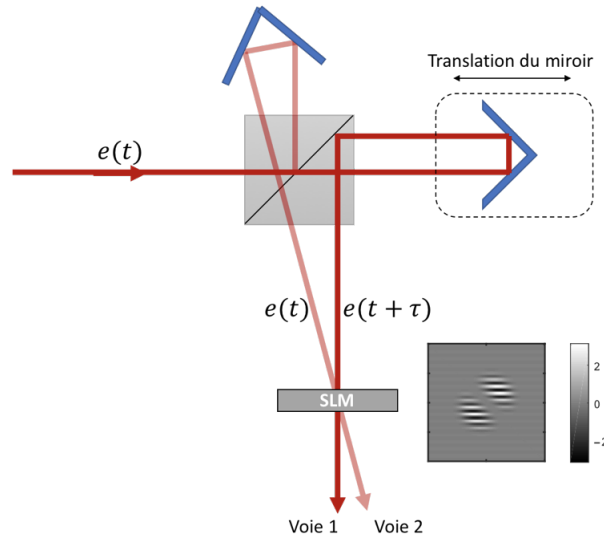


FIGURE 2.3 – Modification du signal par mélange à deux ondes

Les deux faisceaux issus de l'interféromètre sont envoyés sur le modulateur spatial de lumière. Le SLM et la caméra sont parfaitement conjugués et l'angle entre les deux faisceaux incidents est le même que pour l'enregistrement de la figure d'interférence. Il y a donc une superposition entre la figure d'interférence créée par les deux faisceaux incidents et le masque de phase affiché sur le SLM. Chacun des faisceaux se diffracte sur le masque de phase. L'angle entre les ordres de diffraction dépend du pas des franges du réseau, qui est choisi égal à l'interfrange de l'interférogramme. De cette manière, les ordres de diffraction de chacun des faisceaux se superposent deux à deux et peuvent donc interférer entre eux.

De plus, l'efficacité de diffraction va dépendre du contraste de phase local du réseau et ceci va engendrer une modification de la forme spatiale du faisceau diffracté.

Cadre de l'étude :

Dans le cadre de cette étude, nous allons tout d'abord nous intéresser au cas de faisceaux parfaitement cohérents. Le but étant tout d'abord de retrouver les résultats de modifications du champ par mélange à deux ondes comparables à ceux des expériences avec un cristal photoréfractif. Il sera ensuite question d'étudier en détail comment évolue le champ lorsque l'on modifie le masque de phase sur le SLM. La source utilisée est une source laser continue, non modulée. Nous utiliserons tout d'abord une fibre monomode, qui sera remplacée à terme par une fibre faiblement multimode, pouvant supporter jusqu'à 6 modes de propagation. Au cours du chapitre 3, les modes de cette fibre seront excités par une source faiblement cohérente dans la perspective de mettre en évidence la manipulation des propriétés de cohérence spatio-temporelle du faisceau.

2.2 Théorie

2.2.1 Théorie de diffraction sur un réseau mince

Cette section vise à introduire le modèle qui sera utilisé pour décrire l'expérience de mélange à deux ondes opto-numérique.

Comme expliqué précédemment, contrairement à l'expérience de mélange à deux ondes dans un cristal photoréfractif qui s'appuie sur les équations de propagation dans un milieu épais, le régime de diffraction étudié est celui de Raman-Nath [117–119]. Le développement mathématique permet de montrer que cette expérience exhibe des comportements similaires à l'expérience réalisée dans un cristal photoréfractif, et qu'il est possible de retrouver un certain nombre de résultats connus en dépit de la différence de régime de diffraction. Il est possible notamment de mettre en évidence un comportement de type transfert d'énergie. Cet effet va être étudié en premier lieu.

Le faisceau utilisé est monomode et continu. Pour le moment, toute considération sur le contenu temporel du faisceau est mise de côté. Le réseau choisi est un réseau de phase sinusoidal, uniforme spatialement et dont la période correspond au pas des franges de la figure d'interférence mesurée à l'aide de la caméra lors de la superposition des deux champs incidents.

Les deux champs incidents sont parfaitement corrélés dans la mesure où ils proviennent tous deux du même faisceau qui a été séparé dans l'interféromètre. Nous les notons comme suit :

$$\begin{cases} E_1(r) = \sqrt{\rho}A(r)e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega t)} + \text{c.c.} \\ E_2(r) = \sqrt{1-\rho}A(r)e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega t)} + \text{c.c.} \end{cases} \quad (2.1)$$

où le paramètre ρ qui varie entre 0 et 1 correspond à l'intensité relative entre les deux voies de l'interféromètre et \vec{k}_1, \vec{k}_2 sont les vecteurs d'onde associés aux deux champs incidents. Enfin, nous supposons que les deux champs conservent un état de polarisation identique et fixé en sortie de fibre. Les champs seront donc traités à la suite par des grandeurs scalaires.

Après diffraction sur le SLM, le champ s'écrit :

$$E^{out}(r) = (E_1(r) + E_2(r))t(r) \quad (2.2)$$

où $t(r)$ est la fonction de transmission du SLM. Ce dernier fonctionnant uniquement en phase, la fonction s'écrit sous la forme d'un masque de phase pur.

Dans cette partie, la fonction de transmission du réseau de phase est fixée et est de forme sinusoidale :

$$\psi = \frac{\Gamma}{2} \cos(\vec{\Delta k} \cdot \vec{r} + \phi) \quad (2.3)$$

avec $\vec{\Delta k} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$.

La phase ϕ correspond au décalage des franges du réseau par rapport aux franges de l'interférogramme créés par les deux champs incidents et varie entre 0 et 2π . Le paramètre Γ caractérise la modulation de phase du réseau appliquée sur le SLM et varie également entre 0 et 2π .

La fonction de transmission du SLM est donc :

$$t(r) = e^{i\frac{\Gamma}{2} \cos(\vec{\Delta k} \cdot \vec{r} + \phi)} \quad (2.4)$$

Afin de mettre en avant le principe de fonctionnement de l'expérience, et également d'obtenir des relations analytiques qui pourront être comparées à des simulations purement numériques, la fonction de transmission est décomposée sous la forme d'une série de Fourier. Dans ce cas précis, les coefficients de la série de Fourier s'expriment selon des fonctions de Bessel. La fonction de transmission se réécrit comme suit :

$$t(r) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n e^{in\phi} J_n \left(\frac{\Gamma}{2} \right) e^{in\vec{\Delta k} \cdot \vec{r}} \quad (2.5)$$

$$t(r) = J_0 \left(\frac{\Gamma}{2} \right) + iJ_1 \left(\frac{\Gamma}{2} \right) e^{i\phi} e^{i\vec{\Delta k} \cdot \vec{r}} + iJ_1 \left(\frac{\Gamma}{2} \right) e^{-i\phi} e^{-i\vec{\Delta k} \cdot \vec{r}} \quad (2.6)$$

+ ordres supérieurs

où J_n est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre n . Chaque champ incident se diffracte sur le réseau et génère ses propres ordres de diffraction.

La figure 2.4 illustre comment se diffracte le champ incident. Le SLM fonctionne uniquement en phase, et les ordres de diffraction sont associés à des fonctions de Bessel d'ordres supérieurs qui apparaissent dans le développement mathématique (équation 2.6). Seuls les premiers ordres de diffraction ont été représentés sur le schéma.

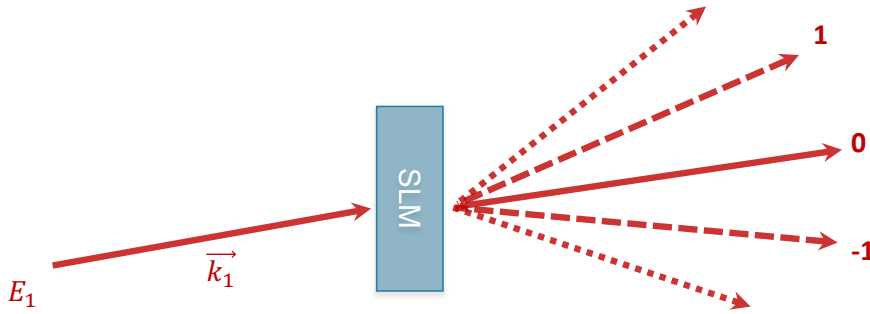


FIGURE 2.4 – Schéma de diffraction à travers un SLM

En ajoutant le deuxième champ incident, un deuxième système d'ordres de diffraction. Du fait de la coïncidence entre l'interfrange de l'interférogramme et le pas du réseau de phase, les ordres de diffraction de ce champ se superposent aux ordres de diffraction du premier champ. Ceci est illustré sur la figure 2.5.

Les ordres de diffraction provenant de chacun des champs vont se superposer deux à deux. Ainsi, l'ordre 0 de diffraction du premier champ va se superposer à l'ordre 1 du deuxième, et l'ordre 0 de diffraction du deuxième va se superposer à l'ordre -1 du premier. Comme les champs incidents sont parfaitement cohérents, un effet d'interférence peut apparaître entre deux ordres qui se superposent.

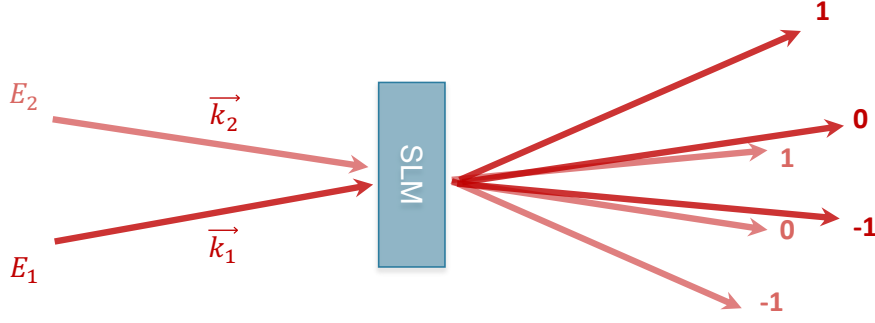


FIGURE 2.5 – Schéma de mélange à deux ondes à travers un SLM

Nous allons nous intéresser aux deux directions principales de propagation, de vecteurs d'onde \vec{k}_1 et \vec{k}_2 . Après le SLM, les champs s'écrivent :

$$\begin{cases} E_{1,out}(r) = (\sqrt{\rho}A(r)J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right) + i\sqrt{1-\rho}A(r)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)e^{-i\phi})e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} \\ E_{2,out}(r) = (\sqrt{1-\rho}A(r)J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right) + i\sqrt{\rho}A(r)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)e^{i\phi})e^{i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}} \end{cases} \quad (2.7)$$

Nous pouvons dès lors mettre en évidence le transfert d'énergie en exprimant les intensités associées aux deux voies qui se propagent dans les directions \vec{k}_1 et \vec{k}_2 :

$$\begin{cases} I_{1,out}(r) = \left| \sqrt{\rho}A(r)J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right) + i\sqrt{1-\rho}A(r)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)e^{i\phi} \right|^2 \\ I_{2,out}(r) = \left| \sqrt{1-\rho}A(r)J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right) + i\sqrt{\rho}A(r)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)e^{-i\phi} \right|^2 \end{cases} \quad (2.8)$$

qui se développent sous la forme :

$$\begin{aligned} I_{1,out}(r) = I_{in}(r) & \left[\rho J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + (1-\rho)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 \right. \\ & \left. + 2\sqrt{\rho(1-\rho)}J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)\sin(\phi) \right] \end{aligned} \quad (2.9)$$

avec $I_{in} = |A(r)|^2$ l'intensité totale incidente.

$$\begin{aligned} I_{2,out}(r) = I_{in}(r) & \left[(1-\rho)J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + \rho J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 \right. \\ & \left. - 2\sqrt{\rho(1-\rho)}J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)\sin(\phi) \right] \end{aligned} \quad (2.10)$$

Il est possible d'analyser ces intensités comme la somme de plusieurs contributions. En effet, le développement en série de Bessel permet, pour une direction de diffraction donnée \vec{k}_n , d'écrire l'amplitude du champ comme la somme entre une contribution provenant de l'ordre n de diffraction du premier champ et une contribution provenant de l'ordre $n+1$ de diffraction du deuxième. L'intensité s'écrit alors comme la somme de :

- L'intensité de diffraction d'ordre n de \vec{E}_1 seul
- L'intensité de diffraction d'ordre $n + 1$ de \vec{E}_2 seul
- Un terme mélangeant \vec{E}_1 et \vec{E}_2 qui s'apparente à un terme d'interférence entre les deux ordres diffractés dans la direction \vec{k}_n .

2.2.2 Équation d'évolution des champs et des intensités

Les équations (2.9) et (2.10) mettent en évidence l'effet de transfert d'énergie. En effet, ces deux équations diffèrent par le signe du dernier terme. Si ce terme est positif pour une des équations, il est nécessairement négatif pour l'autre. Physiquement, si une des voies est amplifiée, l'autre sera nécessairement atténuée.

L'**efficacité de diffraction** est définie ici comme le rapport entre l'intensité diffractée dans une direction donnée et l'intensité totale incidente. Toutes les simulations réalisées et considérations sur l'évolution du transfert d'énergie dans les directions \vec{k}_1 et \vec{k}_2 seront présentées avec le paramètre d'efficacité de diffraction :

$$\eta_{1,2} = \frac{I_{1,2,out}}{I_{total}} \quad (2.11)$$

Les contributions des différents paramètres régissant le transfert d'énergie sont étudiées à la suite. L'efficacité de diffraction dans les directions \vec{k}_1 et \vec{k}_2 à la sortie du SLM s'écrivent à partir des équations (2.9) et (2.10) :

$$\begin{cases} \eta_{1,out} = \rho J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + (1 - \rho) J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + 2\sqrt{\rho(1 - \rho)} J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right) J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \sin(\phi) \\ \eta_{2,out} = (1 - \rho) J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + \rho J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 - 2\sqrt{\rho(1 - \rho)} J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right) J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \sin(\phi) \end{cases} \quad (2.12)$$

L'efficacité du transfert d'énergie dépend en effet des variables suivantes :

- Le contraste du réseau Γ affiché sur le SLM
- Le décalage des franges du réseau par rapport aux franges de la figure d'interférence.
- L'intensité relative ρ entre les deux faisceaux incidents.

Influence du contraste du réseau de phase

Premièrement, l'efficacité du transfert d'énergie est très dépendante du contraste des franges du réseau Γ . Ce paramètre apparaît en argument des fonctions de Bessel, dans les trois termes de la somme régissant le transfert d'énergie (équation (2.12)). L'évolution du transfert d'énergie en fonction de Γ est présentée sur la figure 2.6, dans le cas particulier $\phi = \frac{\pi}{2}$ et $\rho = 0.5$ et illustre l'apparition d'un transfert d'énergie entre deux voies diffractées par le réseau.

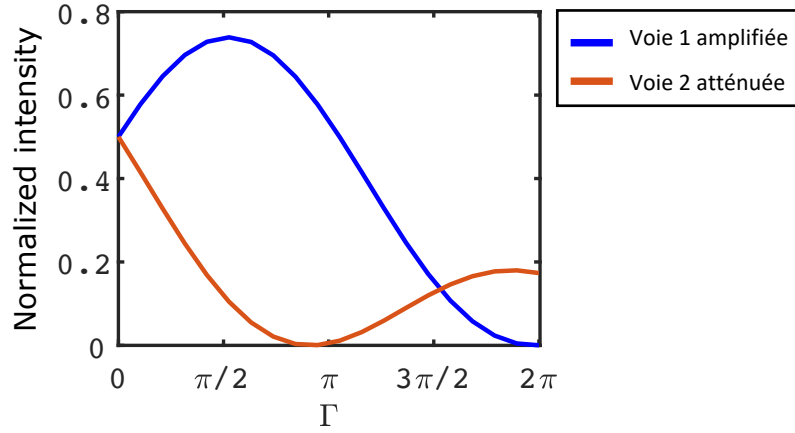


FIGURE 2.6 – Évolution de l'intensité dans les voies 1 et 2 en fonction de Γ , pour $\rho = 0.5$ et $\phi = \frac{\pi}{2}$

Dans ce cas particulier-ci, l'équation 2.12 se réécrit très simplement :

$$\begin{cases} \eta_{1,out} = \frac{1}{2}J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + \frac{1}{2}J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \\ \eta_{2,out} = \frac{1}{2}J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + \frac{1}{2}J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 - J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \end{cases} \quad (2.13)$$

La différence d'évolution d'intensité en fonction de Γ entre la voie 1 et la voie 2 dépend uniquement du signe du troisième terme, à savoir le terme d'interférence entre deux des champs. Il apparait très clairement que ce terme-ci régit l'efficacité du transfert d'énergie. L'efficacité de diffraction dans la direction \vec{k}_1 augmente jusqu'à un maximum aux alentours de $\frac{\pi}{2}$, alors que l'efficacité de diffraction dans la direction \vec{k}_2 diminue et s'annule pour $J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right) = J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)$, qui correspond à $\Gamma = 0.91\pi$. Pour $\Gamma > 0.91\pi$, ce comportement s'inverse. Par ailleurs, la somme des intensités dans ces deux voies diminue car une partie de l'intensité est perdue dans les ordres supérieurs de diffraction. Ce type d'expérience possède des caractéristiques similaires à l'évolution de l'intensité dans un cristal photoréfractif en fonction de l'épaisseur du cristal [20], à savoir un transfert d'énergie et une perte globale d'intensité, bien que la physique de ces deux expériences soit très différente l'une de l'autre. Cette expérience en régime de Raman-Nath peut-être rapprochée des interactions dans des milieux photoréfractifs minces.

Influence du déphasage ϕ

Le terme d'interférence dépend du décalage ϕ entre les franges du réseau et celle de la figure d'interférence formée par les deux faisceaux incidents. Ce paramètre varie entre 0 et 2π . Pour étudier l'influence de ϕ , nous restons dans le cas particulier où $\rho = 0.5$. Les efficacités de diffraction s'écrivent :

$$\begin{cases} \eta_{1,out} = 0.5J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + 0.5J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)\sin(\phi) \\ \eta_{2,out} = 0.5J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + 0.5J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 - J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)\sin(\phi) \end{cases} \quad (2.14)$$

Le déphasage ϕ n'apparaît que dans le terme d'interférence. Plus précisément, le terme d'interférence varie sinusoidalement en fonction de ϕ . La figure 2.8 montre l'évolution des efficacités de diffraction dans les directions \vec{k}_1 et \vec{k}_2 en fonction de Γ pour des valeurs particulières de ϕ :

Si $\phi = 0$, $\sin(\phi) = 0$, le terme de transfert d'énergie est nul. Cela correspond phy-

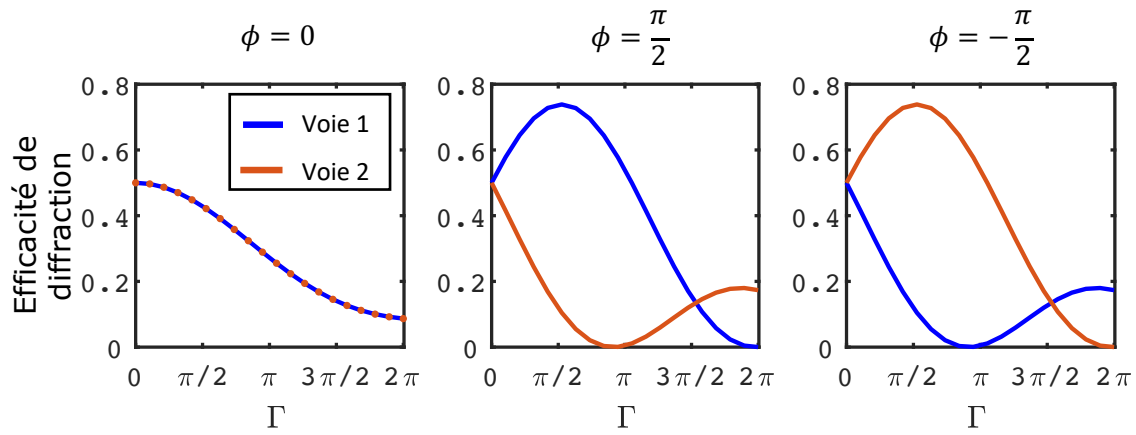


FIGURE 2.7 – Efficacité de transfert d'énergie en fonction du gain Γ pour $\phi = 0$ et $\phi = \pi/2$ et $\phi = -\pi/2$

siquement à une situation où il n'y a aucun décalage entre la figure d'interférence et le réseau. Les franges de la figure d'interférence se superposent parfaitement aux franges du réseau, et il n'y a pas d'effet de transfert d'énergie. L'intensité recueillie dans une direction donnée est la somme des intensités diffractées dans les deux ordres. Dans ce cas-ci, une diminution globale du signal est très nettement observée, du fait de la diffraction dans les ordres supérieurs.

D'autre part, si $\phi = \pi/2$, $\sin(\phi) = 1$. Le terme d'interférence est maximisé et le transfert d'énergie est optimisé. Il apparaît une forte atténuation dans la voie 2 et une amplification dans la voie 1.

Enfin, si $\phi = -\pi/2$, $\sin(\phi) = -1$, le signe du transfert d'énergie s'inverse. Le rôle des sorties est échangé. La voie 2 devient la voie amplifiée et la voie 1 devient la voie atténuée.

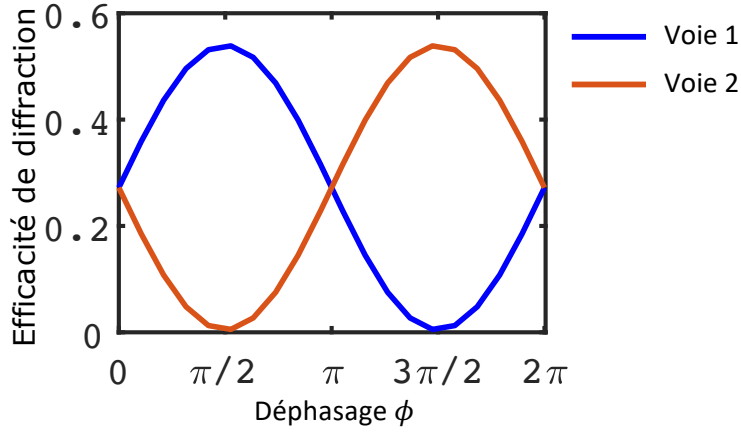


FIGURE 2.8 – Évolution de l'intensité dans les voies 1 et 2 en fonction de ϕ . $\rho = 0.5$, $\Gamma = 0.6\pi$

Il est également possible de regarder l'évolution du transfert d'énergie pour un contraste fixé, en fonction de ϕ . La figure 2.8 montre l'évolution de l'intensité dans les directions \vec{k}_1 et \vec{k}_2 de diffraction en fonction du déphasage ϕ , pour $\Gamma = 0.6\pi$ et $\rho = 0.5$. L'intensité évolue sinusoidalement dans chacune des voies de diffraction et ces deux sinusoides sont en opposition de phase. Lorsqu'une voie est amplifiée, l'autre est atténuée.

A priori, pour nos expériences, il est plus intéressant de se placer dans une configuration où le transfert d'énergie est optimisé. Dans la majorité des simulations et expériences ultérieures, le paramètre ϕ sera donc fixé à $\phi = \frac{\pi}{2}$.

Influence de l'intensité relative ρ

Le dernier paramètre étudié est l'intensité relative entre les deux champs incidents sur le SLM. Le déphasage est fixé à la valeur $\phi = \frac{\pi}{2}$ de façon à optimiser le transfert d'énergie et l'évolution de l'efficacité de diffraction en fonction de Γ est à nouveau étudiée.

$$\begin{cases} \eta_{1,out} = \rho J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + (1-\rho)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + 2\sqrt{\rho(1-\rho)}J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \\ \eta_{2,out} = (1-\rho)J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + \rho J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 - 2\sqrt{\rho(1-\rho)}J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \end{cases} \quad (2.15)$$

La figure 2.9 montre l'évolution de l'intensité dans les voies 1 et 2 pour différentes valeurs de ρ . On peut voir que le contraste de phase Γ qui optimise le transfert d'énergie se déplace lorsque le rapport d'intensité ρ varie. Le contrôle conjoint des deux paramètres Γ et ρ permet donc de modifier les propriétés du transfert d'énergie réalisé dans l'expérience de mélange à deux ondes.

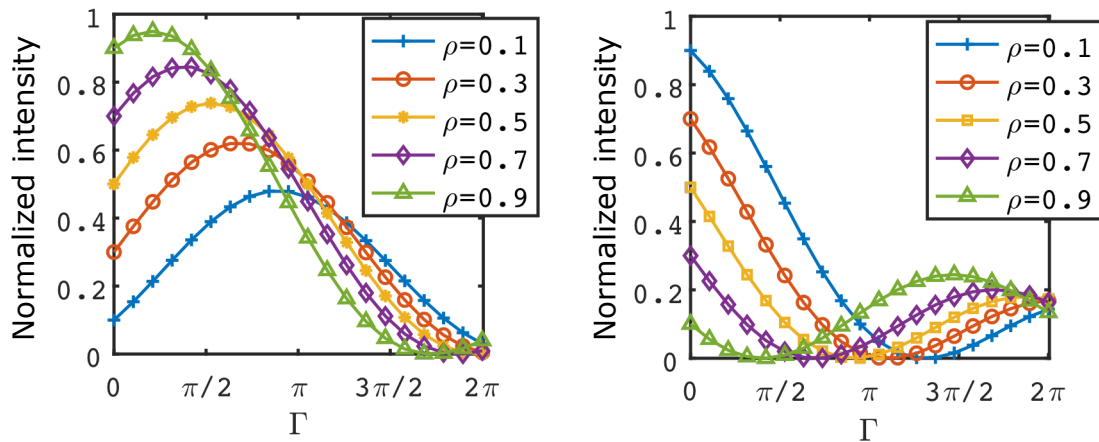


FIGURE 2.9 – Évolution de l'intensité dans les voies 1 et 2 en fonction de Γ pour différentes valeurs de ρ

2.2.3 Rôle des fonctions de Bessel dans la réponse non linéaire

Les équations 2.9 et 2.10 font apparaître à plusieurs reprises les fonctions de Bessel d'ordre 0 et d'ordre 1 ainsi que leur module carré pour des arguments variant entre 0 et 2π . Il semble donc intéressant d'étudier un peu plus en détail ces fonctions. Leur allure est affichée sur la figure 2.10.

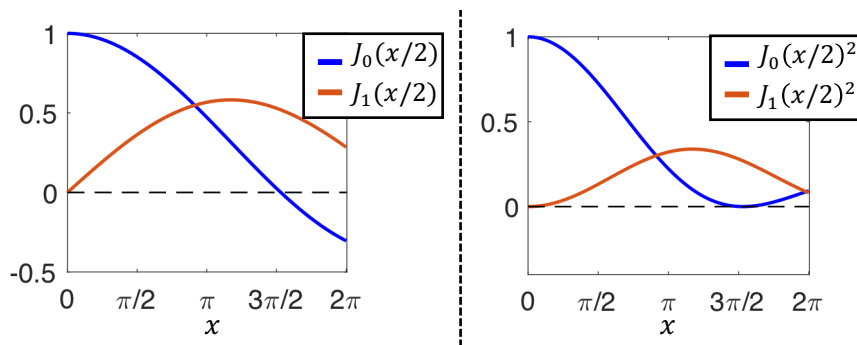


FIGURE 2.10 – Allures des fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1 et leur module carré

Ces fonctions de Bessel caractérisent le comportement non linéaire de cette interaction à deux ondes. En effet, l'argument à l'intérieur de ces fonctions est relié à la modulation de phase, qui est elle-même reliée à la modulation de l'intensité de la figure d'interférence.

L'équation de l'efficacité de diffraction va être étudiée en distinguant deux parties. D'une part, la partie "incohérente", correspondant à la diffraction de chacun des champs, et d'autre part le terme de transfert d'énergie, correspondant à l'interférence des deux ordres de diffraction.

Dans le cas d'un seul champ incident sur le SLM, les efficacités de diffraction recueillies dans l'ordre 0 d'une part et dans les ordres 1 et -1 de diffraction d'autre

part sont respectivement proportionnelles au carré des fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1. La figure 2.11 trace ces efficacités de diffraction pour Γ variant entre 0 et 2π .

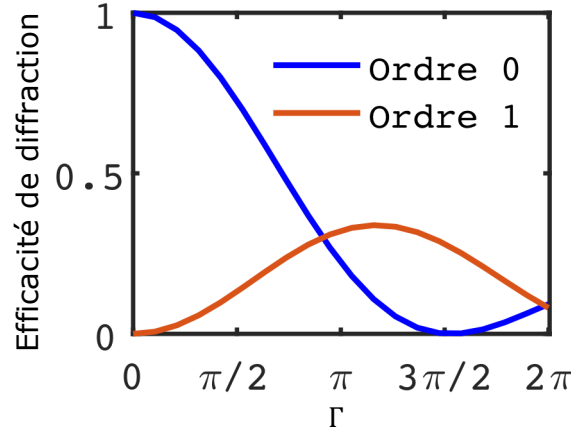


FIGURE 2.11 – Efficacités de diffraction théoriques dans les ordres 0 et 1 après diffraction sur une mire de phase sinusoidale

Pour l'expérience de mélange à deux ondes, l'efficacité de diffraction dans une direction donnée est la superposition d'un ordre 0 et d'un ordre 1 de diffraction. Les deux fonctions de Bessel interviennent donc dans le calcul des champs en sortie du SLM sous la forme d'une somme, pondérée par l'intensité relative ρ des deux champs incidents. De plus le terme de transfert d'énergie fait apparaître le produit de ces deux fonctions.

Le cas particulier étudié fixe les paramètres $\rho = 0.5$ et $\phi = \pm\pi/2$, $\sin(\phi) = \pm 1$.

$$\eta_{1,2,out} = 0.5J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + 0.5J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 \pm J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \quad (2.16)$$

La figure 2.12 représente d'une part la contribution incohérente des champs (courbe en bleu) et d'autre part le terme d'interférence (courbe en jaune). La première courbe correspond d'ailleurs au cas $\phi = 0$ de la figure 2.31.

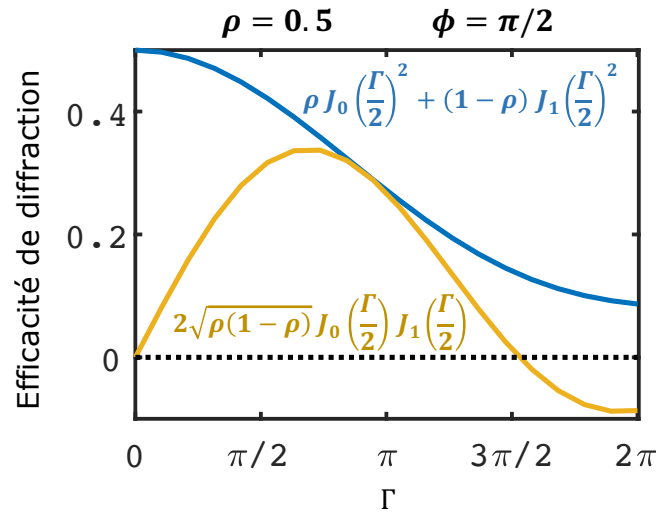


FIGURE 2.12 – Allures des fonctions $\rho J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + (1 - \rho)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2$ et $\sqrt{\rho(1 - \rho)}J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)\sin(\phi)$, dans le cas $\rho = 0.5$ et $\phi = \pi/2$

Selon la voie considérée, la courbe en jaune vient s'ajouter ou se soustraire à la courbe en bleue pour le calcul de l'efficacité de diffraction.

En fonction du signe de ϕ , une amplification (dans le cas ϕ positif) ou une diminution (dans le cas ϕ négatif) de l'efficacité de diffraction est observée. Les deux courbes sont tangentes en un point qui correspond à l'annulation du champ dans la voie atténuée. Par ailleurs, il est important de noter que le terme d'interférence est proportionnel à $\sin(\phi)$. Si le déphasage du réseau n'est pas optimisé, les deux courbes affichées ne sont plus tangentes, et il n'y a pas d'annulation du champ dans la voie atténuée.

Ces courbes ont été tracées dans le cas de deux champs incidents équilibrés en intensité $\rho = 0.5$. La figure 2.13 affiche les mêmes termes mais dans le cas de deux voies incidentes d'intensités différentes.

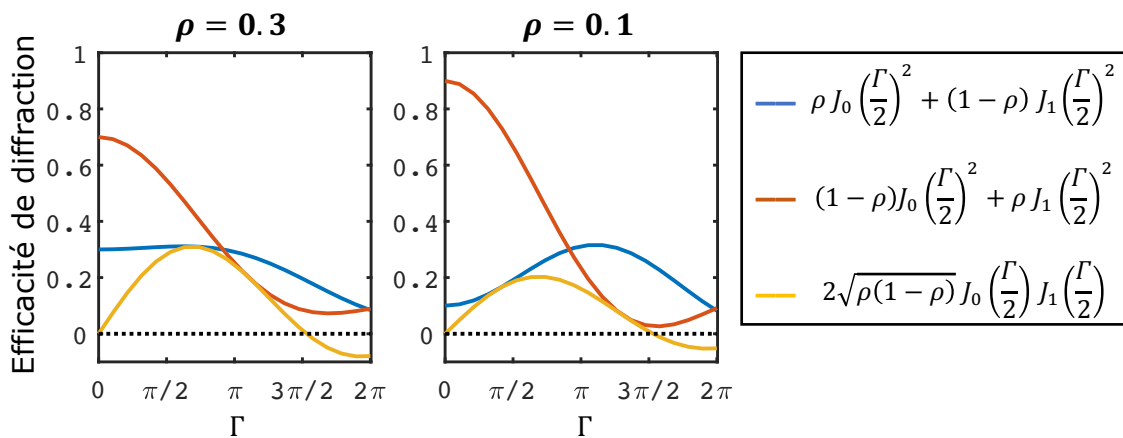


FIGURE 2.13 – Allures des fonctions $\rho J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + (1 - \rho)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2$ et $\sqrt{\rho(1 - \rho)}J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)J_1\left(\frac{\Gamma}{2}\right)\sin(\phi)$, dans le cas $\phi = \pi/2$

Cette fois-ci, la contribution incohérente (courbes en rouge et bleu) des ordres de diffraction diffère selon la direction de diffraction qui nous intéresse, car les poids associés aux fonctions de Bessel sont différents. Ces deux courbes se croisent toujours au même point $\Gamma = 0.91\pi$: en l'absence de transfert d'énergie, les deux voies de diffraction s'équilibrent pour cette valeur du contraste de phase.

Quant au terme d'interférence, pour peu que $\phi = \frac{\pi}{2}$, il y a toujours un point de tangence entre la courbe correspondant aux contributions en intensités incohérentes et cohérentes. Le contraste Γ correspondant à ce point dépend de la valeur de ρ utilisée.

Il est assez facile, à partir de cette analyse, de retrouver les valeurs de contraste permettant d'obtenir un maximum d'efficacité de transfert d'énergie dans la voie amplifiée, où à l'inverse un minimum dans la voie atténuée.

Jusqu'à présent, les équations considérées correspondent à une situation où le réseau de diffraction affiché sur le SLM est une mire sinusoïdale de contraste constant. Cette configuration a l'avantage d'être très simple et permet d'étudier les points de fonctionnement de l'expérience. La partie suivante s'intéresse à une forme plus générale pour les équations qui décrivent le mélange à deux ondes.

2.2.4 Cas d'un réseau non-uniforme

Cette sous-section introduit une expression pour l'efficacité de diffraction qui tient compte du profil transverse du réseau de phase. L'efficacité de diffraction, sous sa forme plus générale, s'écrit de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \eta_{out}(r) \propto & \rho J_0 \left(\frac{\Gamma}{2} m(r) \right)^2 \\ & + (1 - \rho) J_1 \left(\frac{\Gamma}{2} m(r) \right)^2 \\ & \pm 2\sqrt{\rho(1 - \rho)} J_0 \left(\frac{\Gamma}{2} m(r) \right) J_1 \left(\frac{\Gamma}{2} m(r) \right) \sin(\phi) \end{aligned} \quad (2.17)$$

où Γ est le contraste du réseau variant entre 0 et 2π .

La modulation spatiale du réseau est décrite par la fonction normalisée $m(r)$ qui dépend uniquement de la structure transverse de la figure d'interférence et n'a aucune dépendance temporelle. L'efficacité de diffraction est maintenant une grandeur qui varie avec les coordonnées transverses. En tout point du faisceau, le transfert d'énergie n'aura pas la même valeur.

Les résultats attendus dans une telle configuration sont totalement dépendants du masque de phase utilisé sur le SLM, et seront étudiés dans les expériences qui seront présentées dans la suite.

2.3 Présentation de l'expérience de mélange à deux ondes opto-numérique

Pendant ma thèse, j'ai monté une expérience de mélange à deux ondes opto-numérique, depuis sa conception jusqu'à la réalisation du montage optique, la caractérisation et le pilotage par ordinateur des différents composants, et le post-traitement informatique des images récupérées en sortie du montage. Le but était de réaliser une expérience compacte dont le montage optique pouvait tenir sur un marbre expérimental d'un mètre carré (voir photo, figure 2.14). Cette partie s'attachera à présenter les différentes étapes de réalisation de cette expérience.

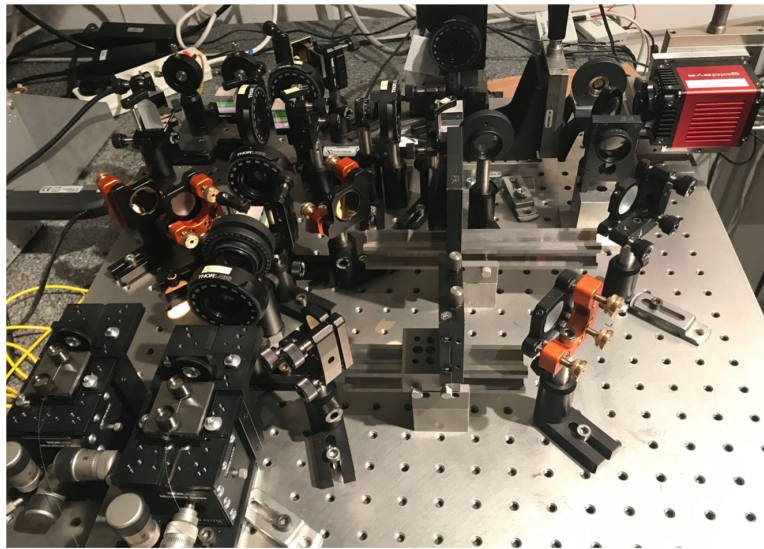


FIGURE 2.14 – Montage expérimental de mélange à deux ondes

2.3.1 Présentation du montage expérimental

Le montage expérimental est schématisé sur la figure 2.15.a et fonctionne autour de $\lambda = 1550$ nm, domaine de longueur d'onde utilisé en télécommunications optiques. Il utilise une caméra CMOS infrarouge InGaAs pour enregistrer la figure d'interférence et un modulateur spatial de lumière qui seront caractérisés par la suite. Une première étape consistant à mettre en place l'interface de pilotage et à caractériser ces deux composants a donc été réalisée.

Principe :

En entrée un faisceau à 1550 nm issu d'une diode laser monomode de type DFB (Distributed Feed-Back) est injecté dans une fibre optique monomode de quelques mètres de longueur et collimaté en sortie à l'aide d'une lentille asphérique. Le faisceau est ensuite séparé en deux dans un interféromètre de Michelson. Cet interféromètre est constitué de deux arêtes de cube (l'une des deux arête n'est pas à 90°) qui permettent d'introduire un angle θ entre les deux voies qui interfèrent. D'une part, la

figure d'interférence est récupérée sur la caméra InGaAs infrarouge. D'autre part, les deux voies se diffractent sur le SLM de phase, parfaitement conjugué à la caméra. La réseau de phase utilisé par le modulateur de lumière est choisi par l'utilisateur et pourra, à terme, provenir du traitement numérique de la figure d'interférences enregistrée par la caméra. Les deux faisceaux incidents sur le SLM se diffractent sur ce masque de phase et la figure de diffraction est enregistrée sur une autre partie de la camera. Il est possible à l'aide d'une lentille supplémentaire de projeter ces ordres de diffraction dans l'espace de Fourier.

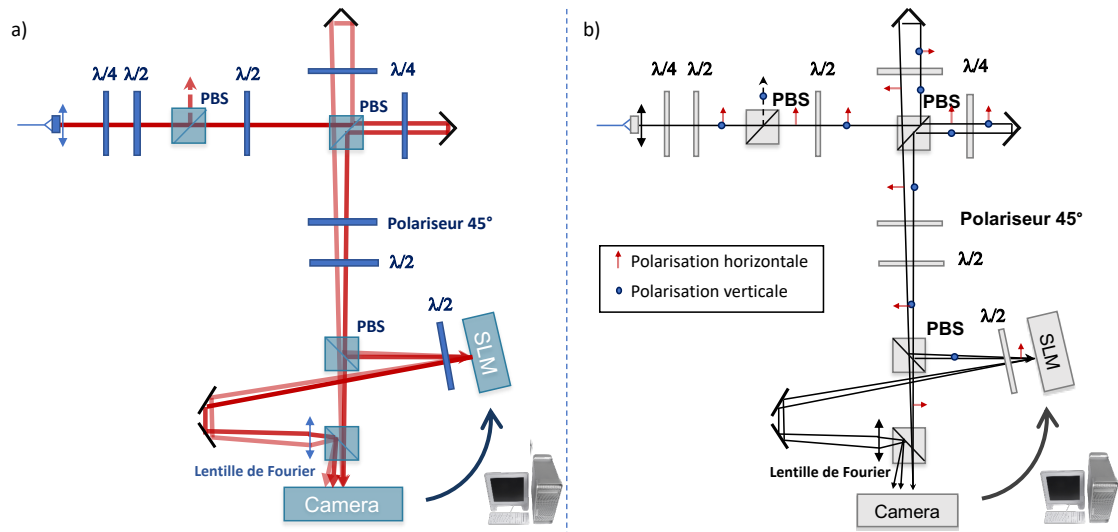


FIGURE 2.15 – a. Montage expérimental de mélange à deux ondes. b. Contrôle de la polarisation dans le montage expérimental

Contrôle de la polarisation

La lentille placée après la fibre optique fait l'image de la face de sortie de la fibre sur le SLM et la caméra. Le SLM (décrit plus loin) fonctionne en réflexion et doit être incliné d'un angle inférieur à 5° pour un fonctionnement optimal. La polarisation de la lumière incidente doit être rectiligne horizontale et est fixée à l'aide d'un cube séparateur de polarisation (PBS). La polarisation réfléchi dans le cube est rectiligne verticale et la polarisation transmise est rectiligne horizontale.

Différents composants permettent de contrôler la polarisation de la lumière tout au long du montage et sont détaillés sur la figure 2.15.b :

- Le rôle des deux premières lames, une quart d'onde et une demi-onde, suivies d'un cube séparateur de polarisation disposés en sortie de la fibre permettent de contrôler à la fois l'état de polarisation en sortie de fibre et son intensité.
- Le faisceau passe ensuite dans un interféromètre. La deuxième lame demi-onde suivie d'un deuxième cube séparateur de polarisation jouent le rôle de lame séparatrice dont le coefficient de réflexion est réglable. Le faisceau transmis par le cube est réfléchi par un coin de cube. Le second faisceau est réfléchi de façon à introduire un angle θ par rapport au premier.
- En sortie, les deux faisceaux ont des polarisations orthogonales qui seront

2.3. PRÉSENTATION DE L'EXPÉRIENCE DE MÉLANGE À DEUX ONDES OPTO-NUMÉRIQUE

ensuite projetées sur une même direction à l'aide d'un polariseur à 45°. La dernière paire lame demi-onde/cube polarisant a la même fonction que dans l'étape précédente : pouvoir contrôler l'intensité envoyée sur le SLM et sur la caméra. Elle permet également de fixer une polarisation horizontale, nécessaire au bon fonctionnement du SLM.

- La caméra et le SLM doivent être réglés de façon à être parfaitement conjugués l'un de l'autre. Les faisceaux interfèrent au niveau de la caméra et la figure d'interférence est enregistrée. Le traitement par ordinateur permet de déphaser cette image, et de contrôler le contraste. Elle est ensuite envoyée sur le SLM, sur lequel vont se diffracter les deux faisceaux transmis par le cube polarisant.
- Après diffraction sur le réseau de phase, les ordres de diffraction sont récupérés dans le plan de Fourier à l'aide d'une lentille placée après le SLM. L'écart dans le plan du capteur qui sépare deux ordres de diffraction dépend de la focale f de la lentille choisie et vaut $uf\lambda$ où u est la fréquence spatiale.

Contraintes sur la taille du faisceau incident et la période du réseau

Afin de mesurer de façon optimale les modifications du champ et l'effet du transfert d'énergie, il faut tenir compte de plusieurs contraintes liées à la pixellisation engendrée par la caméra et le SLM. Ces considérations débouchent sur un premier dimensionnement de l'expérience.

Considérations sur l'angle introduit entre les deux faisceaux incidents

L'angle entre les deux faisceaux étant noté 2θ , le montage expérimental doit permettre de résoudre les ordres diffractés par une mire de période $\Lambda = \frac{\lambda}{2\sin(\theta)}$. Il faut donc s'assurer d'une part que la mire soit convenablement résolue par le SLM et la caméra, et d'autre part que les faisceaux récupérés à la sortie du montage aient une séparation angulaire suffisante pour pouvoir les filtrer.

Pour la suite, les dimensions géométriques associées au SLM et la caméra sont les suivantes :

- Dimensions SLM : 15,8 mm \times 12 mm pour une taille de pixel $a_{SLM} = 20\mu\text{m}$.
- Dimensions caméra : 9,6 mm \times 7,68 mm pour une taille de pixel $a_{Camera} = 15\mu\text{m}$.

Le pas du réseau doit être supérieur à deux fois la taille des pixels de la caméra et du SLM pour résoudre correctement les interférences. A la vue des dimensions des pixels de la caméra et du SLM, ce sont les pixels du SLM qui seront pris comme limite.

Il faut également pouvoir afficher au minimum deux périodes. Une période doit donc être plus petite que la demi largeur du SLM et de la caméra. Cette fois-ci, c'est la largeur de la caméra qui est limitante. On a donc les contraintes suivantes :

$$2 \times a_{SLM} < \frac{\lambda}{2 \times \sin(\theta)} < \frac{\text{Largeur CCD}}{2} \quad (2.18)$$

soit

$$\frac{\lambda}{L_{CCD}} < \sin(\theta) < \frac{\lambda}{4 \times a_{SLM}} \quad (2.19)$$

Pour $\lambda = 1550$ nm, on obtient la condition suivante sur l'angle entre les deux faisceaux incidents : $0.01^\circ < \theta < 1.07^\circ$

Tolérance sur la pixellisation du masque de phase

Il faut par ailleurs porter attention à la pixellisation des différents composants, que ce soit pour l'enregistrement de la figure, et pour l'affichage du masque de phase. Des franges affichées sur le SLM qui seraient mal résolues risquent de dégrader les performances du mélange à deux ondes.

Cette partie se concentre sur l'influence de la pixellisation du SLM sur le transfert d'énergie. Pour cela, des simulations ont été réalisées avec des mires sinusoïdales sous-échantillonnées. L'efficacité de diffraction des faisceaux dans les directions \vec{k}_1 et \vec{k}_2 après ces différents masques de phase est calculée en fonction de la résolution spatiale de la mire. Le signal en entrée du programme est sur-échantillonné par rapport au réseau de phase sinusoïdal créé. La figure 2.16 affiche les résultats de transfert d'énergie en fonction de Γ , pour $\phi = \frac{\pi}{2}$ et $\rho = 0.5$, pour différentes pixellisations du réseau de phase.

En dessous de 5 pixels par période, l'évolution du transfert d'énergie commence à être modifiée, et les fonctions d'efficacité en fonction de Γ se rapprochent d'une fonction \sin^2 obtenue avec une mire de phase créneaux (voir Annexe). Ce tolérancement amène à une nouvelle inégalité : La période du réseau Λ doit être plus grande que 5 pixels du SLM.

$$5 \times a_{SLM} < \frac{\lambda}{2 \times \sin(\theta)} \quad (2.20)$$

soit

$$\sin(\theta) < \frac{\lambda}{10 \times a_{SLM}} \quad (2.21)$$

On a donc le demi-angle d'incidence $\theta < 0.43^\circ$.

2.3. PRÉSENTATION DE L'EXPÉRIENCE DE MÉLANGE À DEUX ONDES OPTO-NUMÉRIQUE

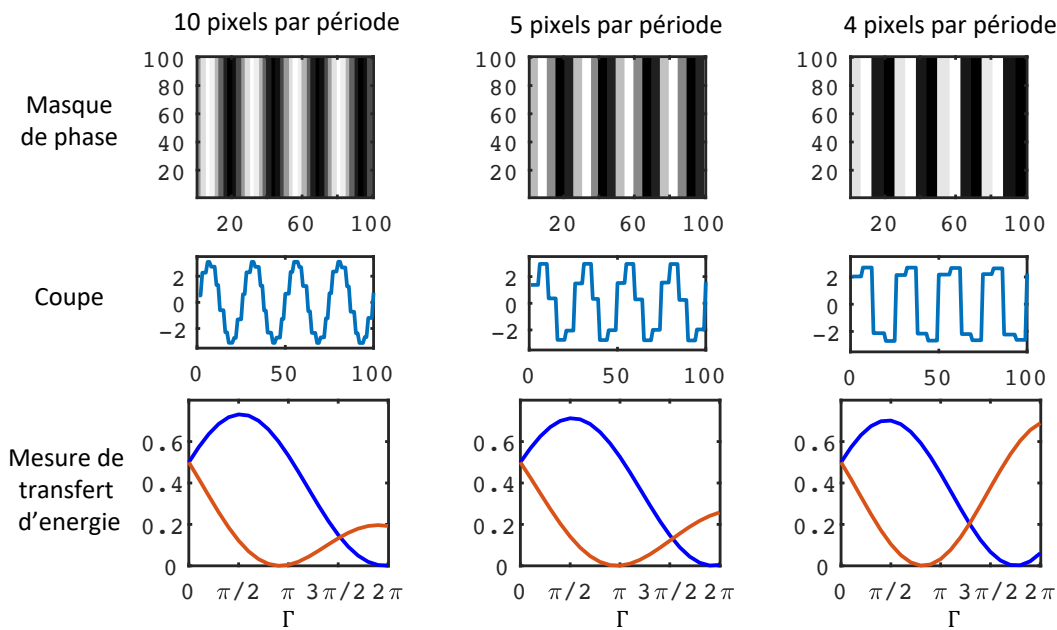


FIGURE 2.16 – Effet de la pixellisation du masque de phase sur l'efficacité du transfert d'énergie

Taille de la figure d'interférence

Par la suite, nous serons amenés à étudier des interactions qui utilisent des modes d'une fibre optique multimode. La taille de la figure d'interférence a une influence dès lors que l'on s'intéresse à des faisceaux multimodes. En effet, chaque lobe doit contenir suffisamment de franges afin d'observer un transfert d'énergie efficace. La figure 2.17 présente une série de simulations illustrant le transfert d'énergie pour différents modes transverse excités dans une fibre multimode.

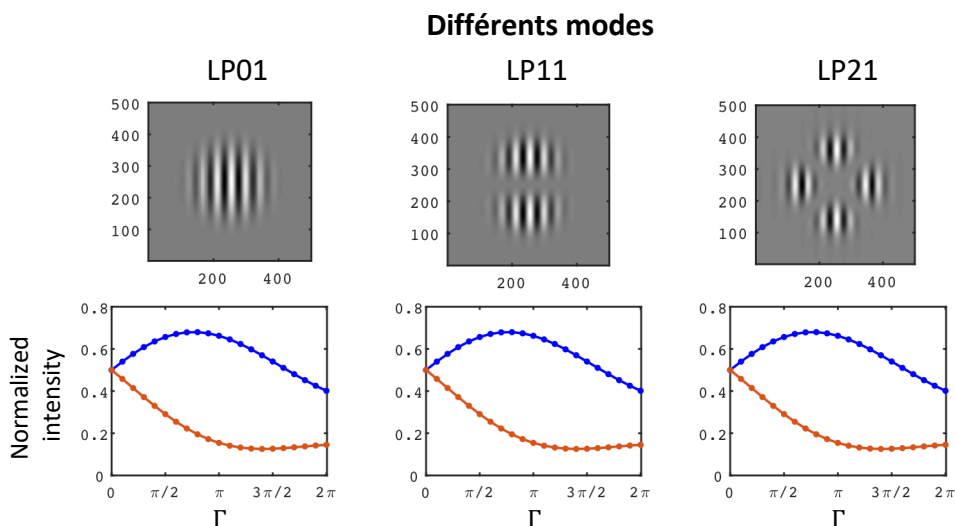


FIGURE 2.17 – Effet du nombre de franges du masque de phase sur l'efficacité du transfert d'énergie

Le transfert d'énergie est efficace dès lors que le réseau comporte 2 – 3 périodes.

Par ailleurs, il a été vu qu'il faut nécessairement 5 pixels par période pour le réseau de phase. Ces considérations nous donnent donc un diamètre minimum de $300\mu\text{m}$ pour la taille de la figure de diffraction. Expérimentalement, une lentille permet de faire l'image de la sortie de la fibre sur le SLM. Avec le montage tel qu'il a été conçu, la taille du faisceau recueilli sur la caméra a un diamètre compris entre 1.5 et 2 mm. Nous sommes donc bien au dessus des valeurs minimales nécessaires.

Biais de mesure :

Le dimensionnement que nous venons de réaliser est un pré-requis pour avoir des résultats exploitables. D'autres difficultés d'alignement peuvent dégrader les mesures de transfert d'énergie. Parmi celles-ci nous trouvons :

- Le décalage des signaux sur le SLM : comme il n'est pas possible de visualiser directement les faisceaux sur le SLM, il se peut que les deux faisceaux ne se superposent pas exactement sur le SLM.
- La mauvaise conjugaison caméra-SLM : dès lors que le réseau affiché n'est plus simplement sinusoïdal mais coïncide avec la dimension transverse des faisceaux il faut que cette figure soit placée exactement à l'endroit où se diffractent les faisceaux.

Ces deux points seront discutés et des méthodes d'alignement seront présentées dans la suite du chapitre. Ces méthodes reposent sur une interface MatLab permettant de faire le lien entre la figure mesurée sur la caméra et celle envoyée sur le SLM. La prochaine partie présente l'interface de pilotage réalisée pour ces expériences.

2.3.2 Pilotage de la caméra et du SLM

Une interface de pilotage du SLM et de la caméra a été créée sur Matlab via une interface graphique GUI¹ illustrée sur la figure 2.18.

1. Je suis repartie d'une première version d'un programme de contrôle d'un SLM et d'une caméra, développée au Laboratoire d'Enseignement Expérimental de l'Institut d'Optique (LEnSE) que j'ai par la suite largement modifiée

2.3. PRÉSENTATION DE L'EXPÉRIENCE DE MÉLANGE À DEUX ONDES OPTO-NUMÉRIQUE

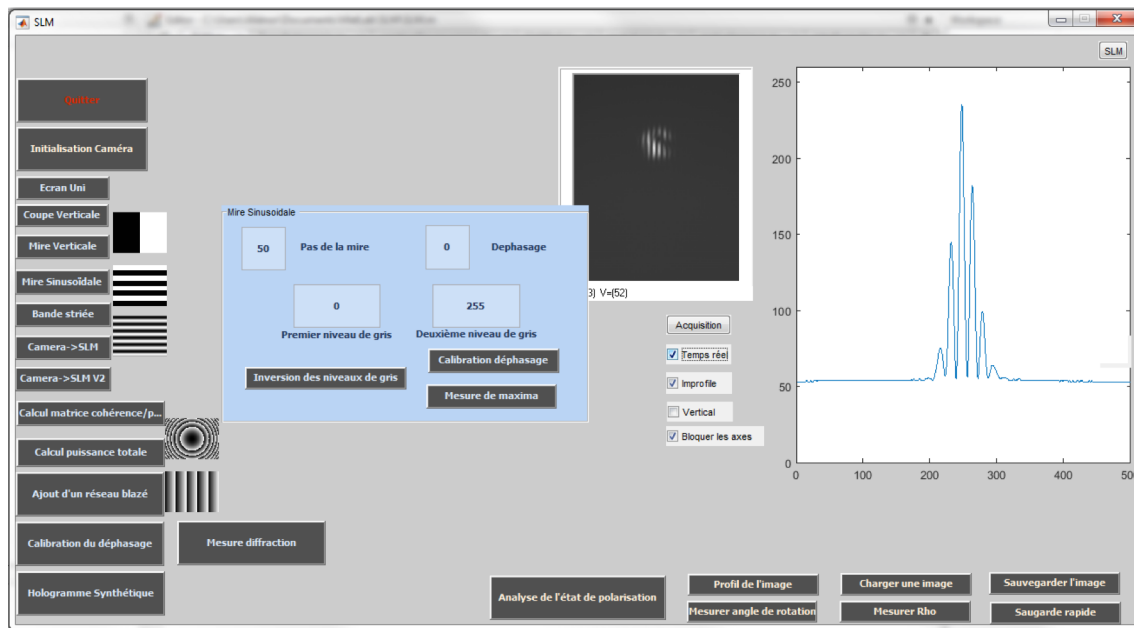


FIGURE 2.18 – Interface graphique pour le pilotage du SLM

Le programme permet d'ouvrir l'exécutable associé à la caméra pour contrôler ses paramètres, afficher l'image mesurée en temps réel, réaliser une coupe (horizontale ou verticale) de cette image également en temps réel. Ainsi, si nous observons les ordres de diffraction dans le plan de Fourier sur la caméra, l'évolution de l'intensité de ces ordres de diffraction peut être étudiée en temps réel. Par ailleurs, le programme GUI comporte des fonctions d'enregistrement et de traitement de l'image captée par la caméra. Si nous étudions une figure d'interférence, le taux de modulation de l'image ainsi que la phase relative des franges peuvent être récupérés en temps réel. Les méthodes de création du masque de phase seront explicitées dans la suite du manuscrit.

Le masque de phase à appliquer au SLM, quant à lui, est envoyé sur un écran auxiliaire de taille 600x800 pixels. Il est possible d'afficher sur cet écran les images suivantes :

- Un écran uni, de niveau de gris variable
- Une coupe verticale de l'écran, avec deux niveaux de gris variables
- Une mire créneaux pour laquelle on peut fixer la période ainsi que les niveaux de gris minimum et maximum.
- Une mire sinusoïdale réglable de la même façon que la mire créneaux.
- Une mire sinusoïdale confinée dans une bande verticale ou horizontale de largeur variable, avec les mêmes paramètres que précédemment.
- Une image choisie par l'utilisateur (en particulier un masque de phase) qui pourra être placée en n'importe quel point de l'écran auxiliaire.

Plusieurs routines de mesures ont été mises en place afin de récupérer les résultats de transfert d'énergie en fonction du contraste du masque de phase et du déphasage des franges.

Avant de pouvoir utiliser cet outil, des mesures de caractérisation de la caméra et du SLM ont été nécessaires et sont présentées dans les deux parties suivantes.

2.3.3 Caractérisation de la caméra

Descriptif technique de la caméra

La caméra utilisée est le modèle Goldeye G-033 fonctionnant en proche infrarouge à hautes fréquences (SWIR) avec un capteur CMOS en InGaAs. Les principales caractéristiques sont résumées dans le tableau ci-dessous

Type de capteur	InGaAs
Dimensions du capteur	9,6 mm × 7,7 mm
Nombre de pixels	640 × 512
Taille du pixel	15µm × 15µm
Réponse spectrale	900nm – 1700nm

Niveau d'obscurité

Le niveau d'obscurité correspond au niveau de signal mesuré lorsqu'aucun flux lumineux n'éclaire la caméra. Il correspond au bruit intrinsèque de la caméra. Le niveau de gris moyen intégré sur toute l'image a été mesuré pour des temps d'intégration de la caméra variant de 0 à 2 secondes. La figure 2.19 montre deux séries de mesures, l'une prise après l'allumage de la caméra (en bleu), la seconde après avoir attendu que la caméra chauffe (en orange). Dans les deux cas, le courant d'obscurité varie linéairement avec le temps d'intégration de la caméra.

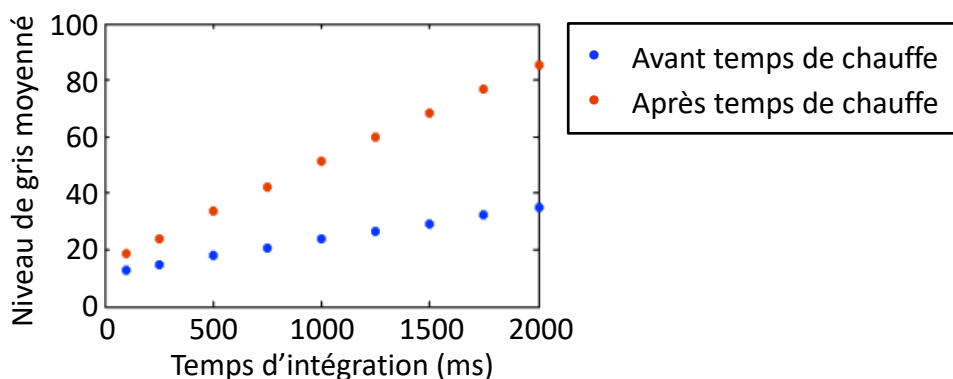


FIGURE 2.19 – Courant d'obscurité de la caméra : Intensité moyenne intégrée sur l'image en fonction du temps d'intégration de la caméra

Linéarité

La réponse de la caméra en fonction d'un flux lumineux envoyé est aussi mesuré. La puissance optique incidente est contrôlée à l'aide d'un atténuateur optique variable fibré connecté à la sortie de la source DFB. Une lentille focalise la lumière sur quelques pixels de la caméra seulement. Pour un temps d'intégration fixe, le rapport

2.3. PRÉSENTATION DE L'EXPÉRIENCE DE MÉLANGE À DEUX ONDES OPTO-NUMÉRIQUE

entre la puissance envoyée et la valeur en niveau de gris (variant entre 0 et 256) correspondant sur l'image obtenue avec la caméra est mesuré.

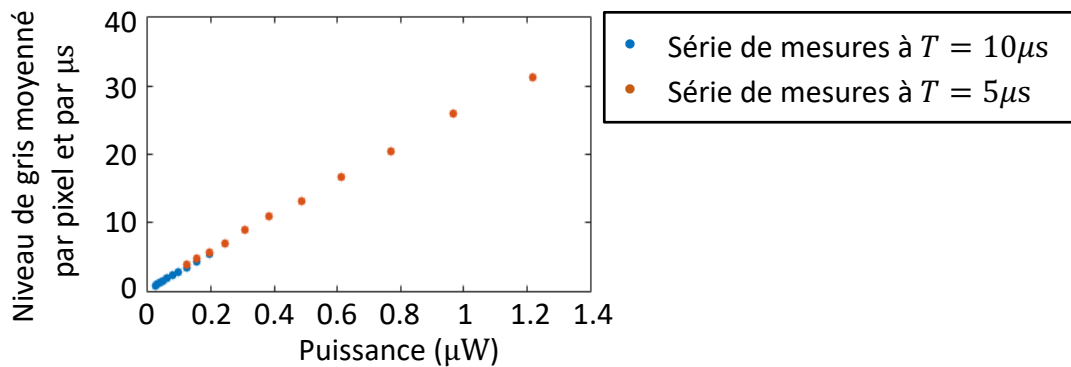


FIGURE 2.20 – Correspondance entre le niveau de gris mesuré sur la caméra et la puissance incidente intégrée sur le diamètre du faisceau incident

Le graphique 2.20 a été réalisé à partir de deux séries de mesures, prises pour des temps d'intégration de la caméra différents, respectivement $T = 5\mu\text{s}$ et $T = 10\mu\text{s}$. Pour chaque série de points, le niveau de gris a été moyenné sur la taille du faisceau en pixels, puis divisé par son temps d'intégration. Un niveau moyen de gris par pixel et par μs est obtenu.

Il est également possible de mesurer l'évolution du niveau de gris d'un seul pixel en fonction de la puissance pour différents temps d'intégration (figure 2.21).

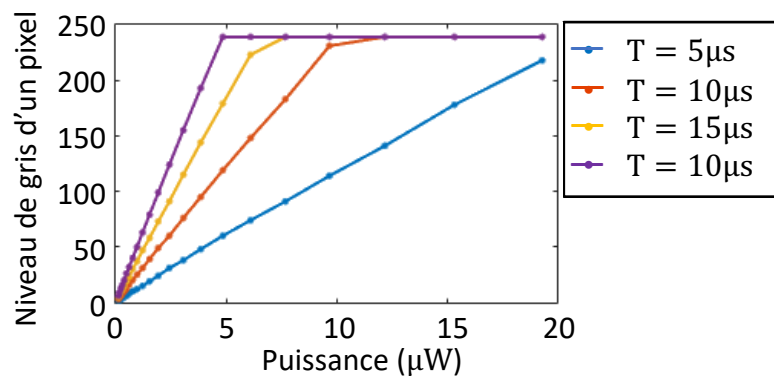


FIGURE 2.21 – Linéarité de l'intensité de gris d'un pixel de la caméra en fonction de la puissance envoyée, pour différents temps d'intégration

La saturation de la caméra est clairement visible sur la figure. Elle ne se situe pas à 256 car le courant d'obscurité a été retranché des mesures. Il est possible de vérifier que lorsque le temps d'intégration est doublé, la pente de la droite est doublée également.

Ces caractérisations réalisées ne sont pas exhaustives et la réalisation de caractérisations complémentaires sera discutée en conclusion du chapitre. Nous passons à présent à la caractérisation du SLM.

2.3.4 Caractérisation du SLM

Descriptif technique du SLM

Le modulateur spatial de lumière utilisé est un SLM Hamamatsu X13267. Il fonctionne en réflexion et repose sur une technologie de cristaux liquides sur silicium (LCOS) pour laquelle les cristaux liquides sont contrôlés directement en tension. La polarisation incidente sur le SLM doit être rectiligne horizontale. La phase de la lumière incidente est modulée sans modification de l'état de polarisation. Les caractéristiques du SLM sont résumées dans le tableau ci-dessous :

Type de SLM	Cristaux liquides sur silicium
Dimensions du SLM	15,8 mm × 12 mm
Nombre de pixels	792 × 600
Taille du pixel	20 μm × 20 μm
Longueur d'onde de fonctionnement	1000nm – 1550nm
Rapport intensité dans l'ordre 0 sur intensité incidente (1550nm)	82%
Temps caractéristique pour faire varier la modulation de phase de 0 à 2π	30 – 140ms

Le SLM est contrôlé par une image codée sur 256 niveaux de gris. Les données constructeur indiquant la correspondance entre le niveau de gris et le déphasage introduit sont affichées sur la figure 2.22.

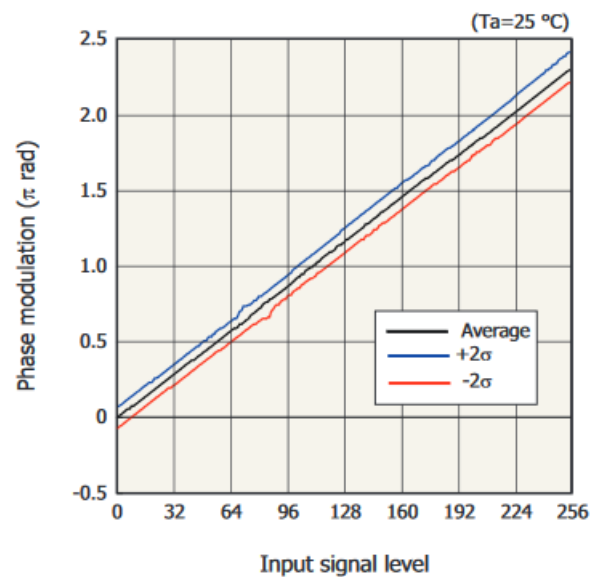


FIGURE 2.22 – Correspondance entre le contraste en niveau de gris et la modulation de phase (données Hamamatsu)

Calibration du déphasage

La première étape pour pouvoir caractériser le SLM est de connaître le déphasage que celui-ci applique en fonction du niveau de gris de l'image envoyée. L'utilisation d'une mire rectangle permet d'effectuer cette calibration. Le contraste de la mire en

2.3. PRÉSENTATION DE L'EXPÉRIENCE DE MÉLANGE À DEUX ONDES OPTO-NUMÉRIQUE

niveau de gris varie entre zéro (écran uni) et 256 (mire en noir et blanc). Celle-ci est appliquée sur le SLM pour former un masque de phase. La figure de diffraction observée dans l'espace de Fourier est enregistrée sur la caméra, et la valeur des efficacités de diffraction en champ lointain est mesurée. L'évolution théorique des ordres de diffraction pour une telle mire est connue. Il est ainsi possible de remonter au déphasage qui a été réellement appliqué par le SLM.

La figure 2.23.a s'intéresse à l'évolution de l'efficacité dans l'ordre 0 de diffraction en fonction du niveau de gris de la mire rectangle. Pour un réseau de phase en créneaux, l'efficacité de diffraction dans l'ordre 0 varie en $\cos^2(\frac{\Gamma}{2})$ où Γ est la modulation en phase de la mire. Lorsque la modulation vaut π , l'efficacité dans l'ordre 1 est maximale et celle de l'ordre 0 est minimale. Expérimentalement, l'évolution de l'intensité dans l'ordre 0 obtenue en fonction du contraste de l'image utilisée est bien sinusoïdale (figure 2.23.a). Il peut également être noté que ce déphasage varie en fonction de la longueur d'onde d'étude. A niveau de gris fixé, le déphasage introduit sera plus important pour des longueurs d'onde élevées, conformément à ce qui est attendu.

Expérimentalement, à 1550 nm (courbe en bleu sur la figure 2.23), un déphasage de 2π correspond à une différence de 222 niveaux de gris. La valeur indiquée sur la fiche technique du SLM est 223 ce qui valide ces résultats.

Enfin, la correspondance entre le contraste en niveaux de gris de l'image et le déphasage introduit par le SLM a été tracée sur la figure 2.23.b. A la longueur d'onde travail, il est possible d'appliquer un contraste de phase qui atteint 2π . Nous rappelons que les valeurs de modulation de phase optimisant l'orthogonalisation se trouvent aux alentours de 4 radians, soit 1.3π , le SLM sera donc capable d'appliquer une telle modulation. Il sera ainsi possible de moduler parfaitement le masque de phase interférentiel pour optimiser le transfert d'énergie entre les voies 1 et 2.

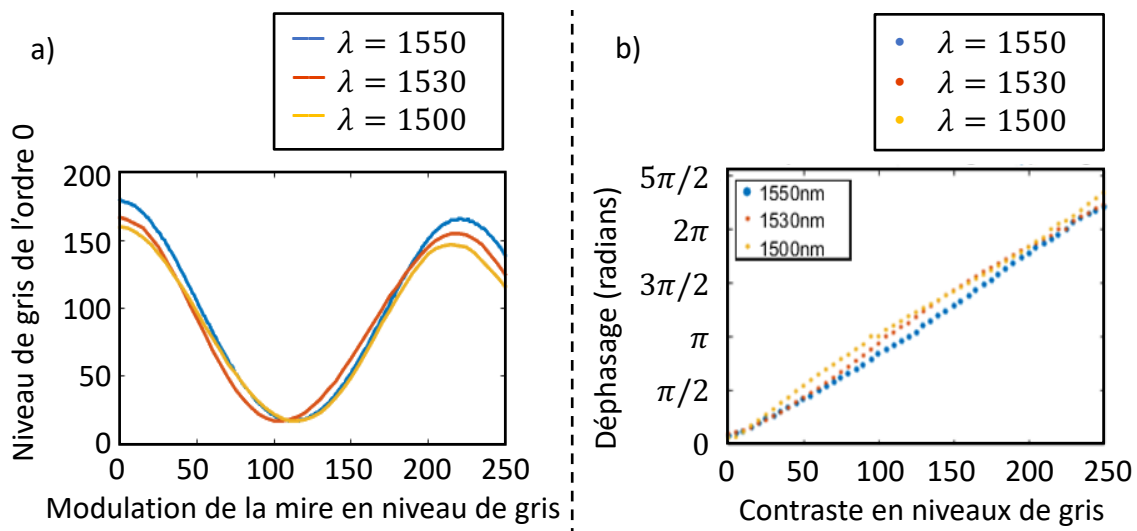


FIGURE 2.23 – Calibration du déphasage du SLM

Nous savons à présent relier la modulation de phase à la modulation de niveau de gris. Nous pouvons donc mesurer les figures de diffraction pour une modulation de phase fixée et les comparer avec les simulations réalisées.

Au préalable, le paragraphe suivant présente des éléments sur certaines procédures d'alignement du montage.

2.3.5 Alignement de l'expérience

Étapes d'alignement de l'expérience de mélange à deux ondes opto-numérique

L'interféromètre est constitué dans chaque voie d'une arête de cube. L'une des voies introduit un angle au faisceau afin de pouvoir le faire interférer avec l'autre voie. C'est cet angle qui fixe le pas des franges d'interférence sur la caméra.

Réglage de l'interféromètre

La figure 2.24 présente les différents paramètres de réglage de l'interféromètre.

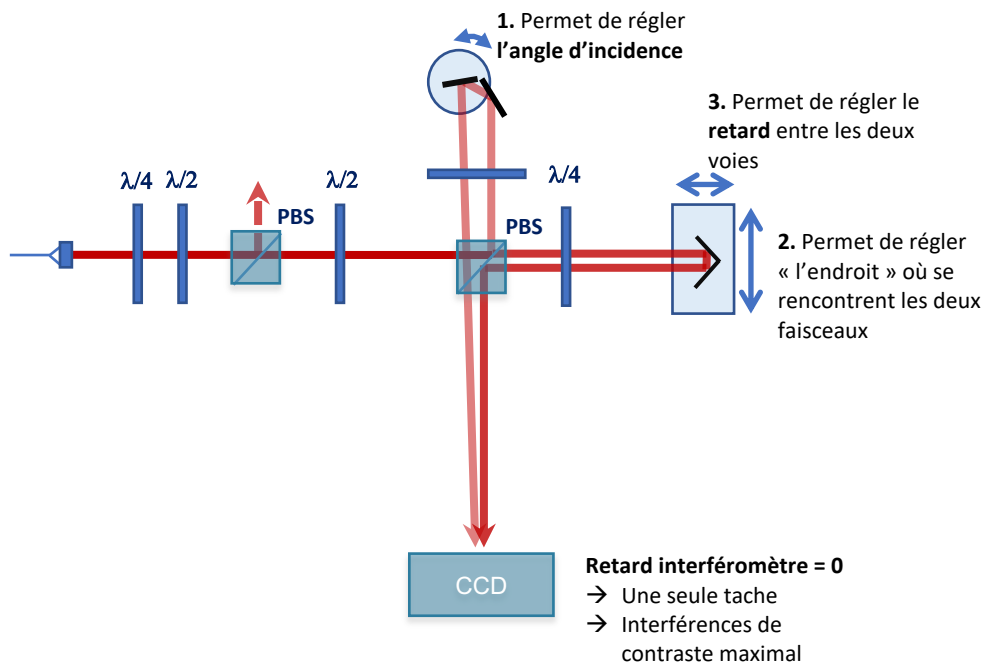


FIGURE 2.24 – Schéma des étapes de réglage de l'interféromètre

- 1 Tout d'abord, l'angle d'incidence du deuxième faisceau est réglé dans le premier bras de l'interféromètre. Le pas des franges est alors fixé. Nous avons vu dans la partie précédente que 2-3 franges sont nécessaires sur la figure d'interférence pour obtenir un transfert d'énergie efficace. A l'inverse, les franges ne doivent pas être trop rapprochées les unes des autres afin de ne pas être gêné, ni par la pixellisation de la caméra, ni par celle du SLM lorsqu'on affiche le masque de phase. Les études précédentes ont montré qu'il fallait un minimum de 5 pixels (du SLM) par période.
- 2 Le deuxième bras de l'interféromètre est déplacé latéralement de façon à ce que les deux faisceaux se superposent sur la caméra. Il est possible également de déplacer la caméra longitudinalement pour cette étape.

2.3. PRÉSENTATION DE L'EXPÉRIENCE DE MÉLANGE À DEUX ONDES OPTO-NUMÉRIQUE

3 La troisième étape est facultative dans le cas de deux faisceaux parfaitement cohérents et consiste à régler les deux bras de l'interféromètre de façon à avoir un retard relatif nul. Ceci permet de maximiser le contraste des franges d'interférence sur la caméra. Étant donné que dans cette partie nous ne travaillons qu'avec des faisceaux parfaitement cohérents, les franges seront visibles quelque soit le retard introduit dans l'interféromètre. En revanche, ce réglage sera primordial lorsque la source utilisée possède une longueur de cohérence réduite.

Réglage de la position du SLM

Il faut à présent régler la position du SLM de façon à être parfaitement conjugué avec la caméra. Il s'avère difficile de repérer la position des faisceaux par rapport aux pixels du SLM. L'interface GUI réalisée dispose d'un programme d'alignement visant à repérer la position des faisceaux sur le modulateur de lumière.

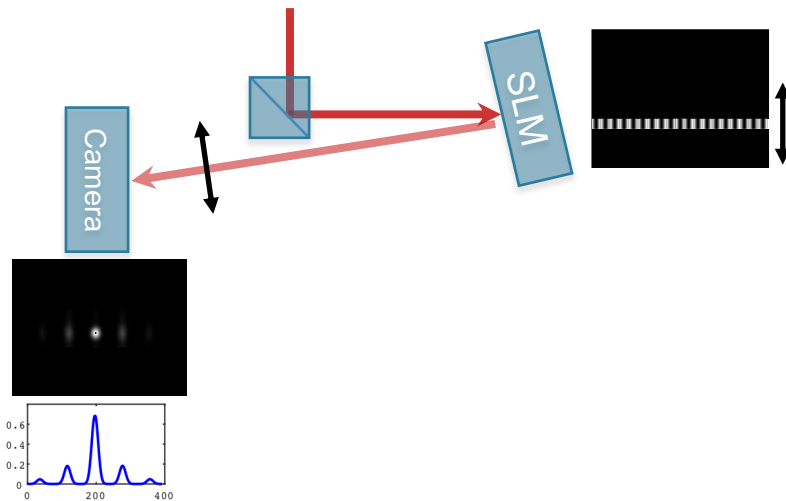


FIGURE 2.25 – Procédure d'alignement des faisceau sur le SLM

Un réseau sinusoidal confiné sur une bande de largeur réglable est affiché sur le SLM. Idéalement, la largeur de la bande correspond à la taille du faisceau incident. Cette bande peut être choisie horizontale ou verticale, selon la direction que nous désirons étudier. Le plan de Fourier est imagé sur la caméra à l'aide d'une lentille. Le principe est de "scanner" toute la surface du SLM. Lorsque la position de la bande coïncide avec celle du faisceau, un ordre de diffraction apparaît sur la caméra. En déplaçant la bande horizontalement et verticalement il est possible de remonter à la position du faisceau. Le deuxième faisceau incident sera réglé selon le même principe. Pour modifier la position de ce deuxième faisceau, il y a deux méthodes : le SLM peut être déplacé longitudinalement, ou alors le bras de l'interféromètre peut être déplacé latéralement comme illustré au 2 de la figure 2.24

Influence d'une mauvaise conjugaison caméra-SLM

La méthode d'alignement présentée n'est pas une méthode précise et il se peut que le réseau de phase soit décalé de quelques pixels par rapport à la zone d'incidence des faisceaux.

Les effets d'un mauvais alignement entre l'image affichée sur le SLM et les faisceaux se diffractant ont été simulés. Pour cela, le masque de phase affiché sur le SLM est supposé correspondre au faisceau incident, modulé par un cosinus, de contraste Γ variable (voir figure 2.26).

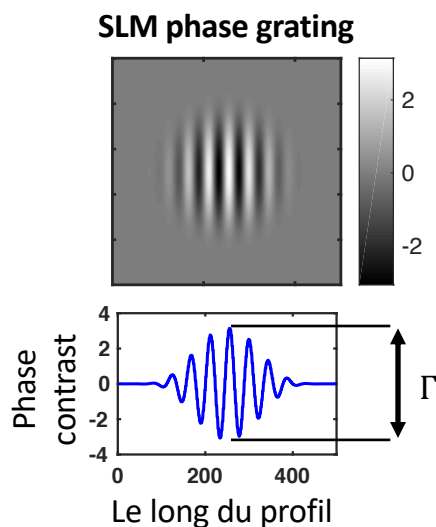


FIGURE 2.26 – Images du masque de phase affichée sur le SLM

Il a été vu que le faisceau faisait entre 1.5 et 2 mm de diamètre. Considérons donc un faisceau de 1.5 mm de diamètre. Sur le SLM, cela correspond à 75 pixels de large, chaque pixel valant $a_{SLM} = 20\mu\text{m}$. Des simulations ont été réalisées dans lesquelles le masque de phase est décalé de 5 pixels verticalement ou horizontalement par rapport à la position des faisceaux incidents sur le SLM. Les évolutions du transfert d'énergie en fonction de Γ dans les voies 1 et 2 de sortie sont affichées sur la figure 2.27. Le choix de la direction du décalage est important. Dans le cas où le réseau est décalé parallèlement aux franges d'interférences, l'effet sur le transfert d'énergie est négligeable. En revanche un décalage perpendiculaire aux franges interférences a pour effet de modifier le déphasage relatif ϕ entre le réseau et les franges d'interférences créées par les faisceaux incidents. L'efficacité du transfert d'énergie en est très dépendante. Cependant, comme le déphasage relatif appliqué au réseau est parfaitement contrôlable, il pourra être ajusté.

Un décalage pourrait poser problème si la figure ne faisait que quelques pixels de large, et ce cas n'est pas souhaitable car il a été vu précédemment que la figure devait rester assez grande vis à vis de la pixellisation du réseau de phase.

2.3.6 Degrés de liberté possibles

L'utilisation d'un tel montage expérimental, et notamment d'un modulateur spatial de lumière contrôlé par ordinateur est très intéressant. Il s'agit en effet d'une

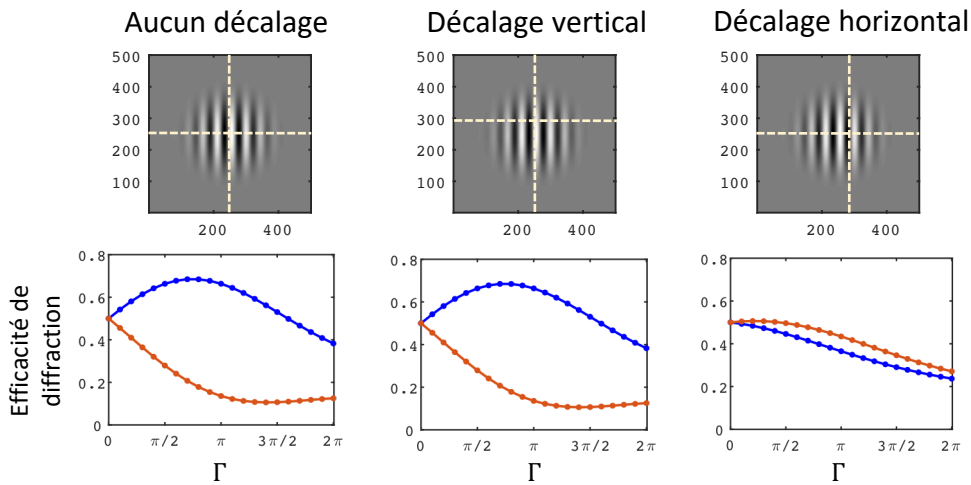


FIGURE 2.27 – Effet d'un décalage de 5 pixels verticalement ou horizontalement entre l'image du réseau de phase et les faisceaux incidents sur le SLM sur l'efficacité du transfert d'énergie

expérience extrêmement flexible et présentant un nombre important de degrés de liberté. Trois grandes parties de cette expérience peuvent être étudiées. Premièrement, avant le mélange à deux ondes, il est possible d'étudier les propriétés de cohérence du signal en jouant sur les réglages de l'interféromètre. Ensuite, la création du masque de phase est entièrement contrôlable. Enfin se pose la question de la récupération des faisceaux en sortie du montage.

Pré-traitement

Le passage dans l'interféromètre va permettre de fixer en amont plusieurs paramètres de l'expérience de mélange à deux ondes.

- Le paramètre θ , l'angle entre les deux faisceaux qui interfèrent, et donc le pas des franges mesurées sur la caméra.
- Le paramètre ρ qui correspond à l'intensité relative entre les deux voies qui interfèrent. Il est fixé à l'aide d'un polariseur avant l'interféromètre et d'un cube séparateur de polarisation. Ce paramètre n'aura pas d'influence sur la mesure de l'interférogramme, car il changera juste l'intensité globale de la figure. En revanche, ce paramètre joue un rôle pour le mélange à deux ondes.
- Le paramètre τ est un retard relatif entre les deux voies de l'interféromètre. Le retard est contrôlé par un des bras de l'interféromètre, monté sur une platine motorisée. Ce dernier paramètre sera utile lorsque des champs modulés temporellement ou présentant une cohérence partielle seront étudiés. Il n'a pas d'influence pour toute l'étude préliminaire.

Création du masque de phase

La figure de la caméra est récupérée et modifiée afin de créer un masque de phase à appliquer sur le SLM. La figure d'interférence enregistrée sur la caméra est de la

forme :

$$I_{Interf} = I_0(r) \left(1 + m_0(r) \cos(\vec{\Delta k} \cdot \vec{r}) \right) \quad (2.22)$$

$I_0(r)$ est l'intensité du signal continu et $I_0(r)m_0(r)$ correspond à l'intensité du signal modulé par les franges d'interférences. La création du masque de phase se fait par un traitement numérique de cette figure d'interférence dans le plan de Fourier, qui sera détaillé dans la suite.

Pour que l'effet de mélange à deux ondes ait lieu, il faut que le pas du réseau du masque de phase corresponde à l'interfrange de l'interférogramme. Le taux de modulation et le déphasage relatif des franges sur le masque de phase est en revanche choisi librement par l'utilisateur.

Dans le cas général, le masque de phase s'écrit de la façon suivante :

$$t(r) = e^{i\frac{\Gamma}{2}m(r)\cos(\vec{\Delta k} \cdot \vec{r} + \phi)} \quad (2.23)$$

Nous pouvons dégager quatre paramètres contrôlables. Deux sont des paramètres indépendants de l'espace, et les deux autres sont des paramètres locaux :

- Le paramètre Γ correspond à un contraste global de la figure, et peut varier entre 0 et 2π .
- Le paramètre ϕ est un terme de déphasage global des franges d'interférence, et peut varier également entre 0 et 2π .
- Le dernier paramètre est $m(r)$ (à ne pas confondre avec m_0 , le terme de modulation de la figure d'interférence) qui est une fonction normalisée, prenant des valeurs entre 0 et 1 et dépendante de l'espace. Le choix de cette fonction est déterminé par le traitement numérique de la figure d'interférence. Plusieurs possibilités pour la fonction $m(r)$ sont présentées à la suite.

Choix de $m(r)$

La figure la plus simple, et celle qui est utilisée pour l'étude préliminaire du mélange à deux ondes, est un **masque de phase sinusoïdal**. La fonction $m(r)$ est alors constante et égale à 1.

Une autre possibilité de traitement a été utilisée dans laquelle la modulation est **multipliée par l'enveloppe de l'intensité du champ associée à la figure d'interférence**. Si par exemple le champ incident est gaussien, le masque de phase créé sera celui qui a été présenté dans la section précédente, sur la figure 2.26. En reprenant les notations de l'équation 2.22, la fonction $m(r)$ se réécrit $m(r) = I_0(r)m_0$.

Dans le cas où le champ est parfaitement cohérent, un masque de phase sinusoïdal correspond en réalité au **taux de modulation** de la figure d'interférence. En effet, tout l'interférogramme présente des franges et leur phase est constante. Mais dans des cas plus complexes, le taux de modulation varie spatialement et il peut être intéressant de l'utiliser comme masque de phase. En reprenant les notations de l'équation 2.22, la fonction $m(r)$ se réécrit alors $m(r) = m_0$.

2.3. PRÉSENTATION DE L'EXPÉRIENCE DE MÉLANGE À DEUX ONDES OPTO-NUMÉRIQUE

La figure 2.28 illustre les différentes possibilités de traitement du masque de phase proposées dans cette partie. Le traitement illustré sur la figure 2.28.a consiste à récupérer la composante continue $I_0(r)$ du signal et à moduler toute la figure par un sinus. Le traitement illustré sur la figure 2.28.b consiste à récupérer uniquement la composante modulée $I_0(r)|m_0|$ de l'image. Les figures 2.28.c et le 2.28.d s'appuient sur l'extraction du taux de modulation m_0 de la figure d'interférence. La différence entre ces deux masques tient au fait que le sur la figure 2.28.c, $\phi(r)$ est fixé constant sur toute l'image (on a alors $m(r) = |m_0|$), alors que sur la figure 2.28.d, $\phi(r)$ correspond aux déphasages entre les systèmes de franges observés sur la caméra (on a alors $m(r) = m_0$, les changements de signe de m_0 se traduisant par des sauts de phase de π).

La liste est non exhaustive et elle illustre la diversité des traitements qui peuvent

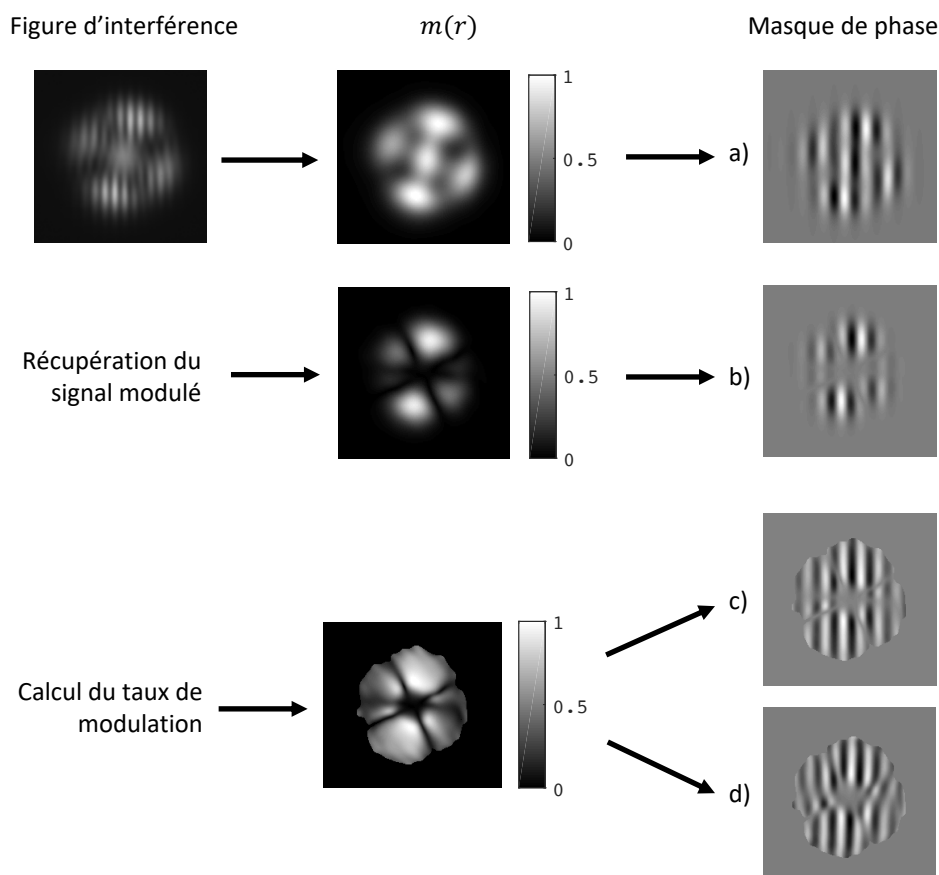


FIGURE 2.28 – Présentation de différents masques de phase créés à partir de la figure d'interférence de la caméra

être appliqués et qui donneront lieu à des comportements différents.

Post-traitement

Le traitement à la sortie du mélange à deux ondes dépend du type de résultats recherchés. Il est possible, par exemple, de s'intéresser uniquement à l'efficacité de diffraction, auquel cas il faut récupérer sur la caméra les ordres de diffraction dans

l'espace de Fourier à l'aide d'un doublet. C'est ainsi que sont relevées les courbes de transfert d'énergie en fonction des paramètres Γ et ϕ .

En revanche, si la forme du champ est étudiée, il faut réaliser un filtrage dans l'espace de Fourier, sélectionner un ordre de diffraction, puis faire l'image du champ dans l'espace réel.

Une fois que le champs a été filtré, les possibilités d'études sont multiples.

- Spatialement, le champ peut être considéré dans son ensemble ou, à l'inverse, une partie de ce champ peut être sélectionnée à l'aide d'un filtre spatial.
- Temporellement, si les champs sont modulés en fréquence, le signal peut être récupéré sur un analyseur de spectre, ou analysé en le faisant battre avec un signal sonde.
- Pour étudier les propriétés de cohérence spatio-temporelle, il est également possible de faire interférer le champ de sortie de mélange à deux ondes avec un faisceau de référence. Cette possibilité implique de rajouter un interféromètre en sortie du montage.
- Il est aussi possible de récupérer le champ de sortie et de le ré-utiliser pour des manipulations ultérieures.

Encore une fois, cette liste n'est pas exhaustive et le traitement réalisé en sortie est librement choisi en fonction du type de résultat auquel on s'intéresse

2.4 Transfert d'énergie par mélange à deux ondes

Cette partie présente des résultats expérimentaux de mélange à deux ondes dans le cas d'un faisceau monomode gaussien. Le masque de phase utilisé est pour le moment un masque de phase sinusoidal dont la période est égale à l'interfrange de l'interférogramme enregistré par la caméra. Nous pouvons dès lors utiliser l'équation simplifiée pour le masque de phase.

$$t(r) = e^{i\frac{\Gamma}{2} \cos(\vec{\Delta k} \cdot \vec{r} + \phi)} \quad (2.24)$$

Les paramètres contrôlables sont le contraste Γ et le déphasage ϕ des franges.

Dans notre expérience, le diamètre de la figure d'interférence vaut 1.5mm, et l'interfrange vaut $225\mu\text{m}$ ($\theta \approx 0.1^\circ$).

Cette partie va s'intéresser en particulier aux efficacités de diffraction dans les voies 1 et 2 à la sortie du SLM afin de mettre en évidence et de caractériser l'effet de transfert d'énergie présenté dans la partie théorique.

A ma connaissance, ce type d'étude n'a encore jamais été réalisé en utilisant une architecture opto-numérique telle que celle présentée dans ce chapitre.

2.4.1 Etude préliminaire : Diffraction d'un faisceau

Avant de s'intéresser à l'expérience de mélange à deux ondes, un seul faisceau est envoyé sur le SLM afin de vérifier la diffraction par une mire de phase sinusoidale. Pour cela une voie de l'interféromètre est coupée. Après réflexion sur le SLM, les ordres de diffraction sont projetés dans le plan de Fourier. L'image est recueillie sur

la caméra et une coupe est réalisée en temps réel sur l'ordinateur. Ce profil en coupe est affiché sur la figure 2.29. Il s'agit d'une mesure en niveaux de gris et donc les valeurs peuvent varier entre 0 et 255. Au delà, la caméra saturate. Sur la figure 2.29 la position de l'ordre zéro de diffraction est indiqué en traits pointillés. Les ordres supérieurs situés à droite de cet ordre 0 sur la figure sont cachés par des composants du montage expérimental. Seuls les ordres situés à gauche peuvent être exploités pour les mesures.

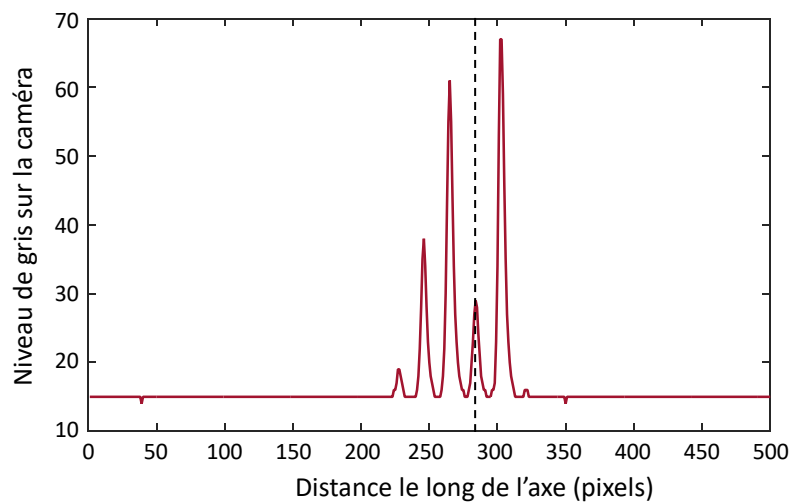


FIGURE 2.29 – Coupe en intensité des ordres de diffraction d'une voie sur un réseau de phase sinusoïdal

La figure 2.30 est une mesure de l'efficacité de diffraction des deux premiers ordres en fonction du contraste de phase du réseau. Ces mesures ont été comparées aux évolutions des fonctions de Bessel d'ordres 0 et 1. Nous obtenons un très bon accord entre les mesures et les simulations, ce qui permet de valider le bon fonctionnement de notre montage.

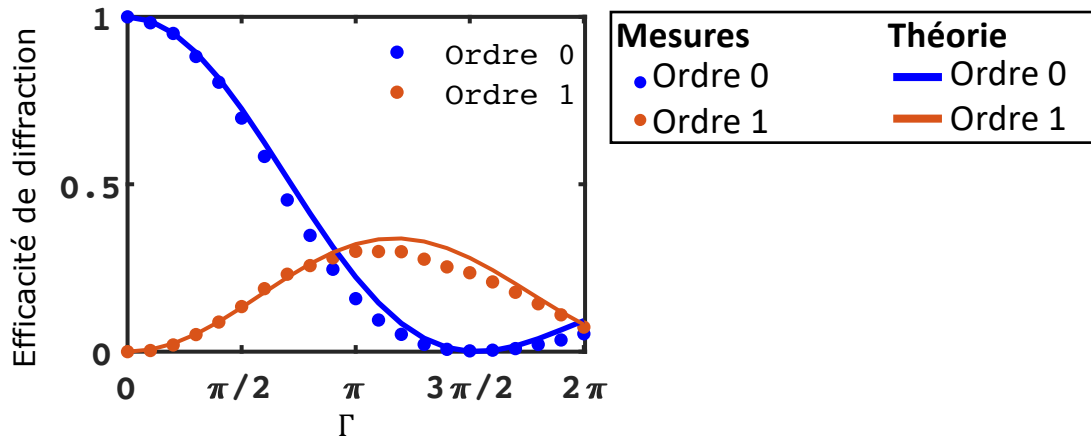


FIGURE 2.30 – Mesures et simulation de l'évolution des ordres de diffraction 0 et 1 par une mire de phase sinusoidale en fonction de Γ . Points : Mesures expérimentales ; Lignes : Simulations associées

La deuxième voie de diffraction peut ensuite être ajoutée. La valeur du paramètre Γ est d'abord fixée à $\Gamma = 0$ pour régler l'intensité relative ρ entre les deux voies qui sera ajustée à la valeur $\rho = 0.5$. Ensuite Γ est modifié afin de faire apparaître les ordres de diffraction de chacun des faisceaux. La position du deuxième faisceau par rapport au premier peut alors être ajustée en superposant les ordres de diffraction dans le plan de Fourier. Si l'on se réfère aux études de transfert d'énergie réalisées dans la partie précédente (figure 2.6), le minimum d'efficacité de diffraction est atteint dans la voie atténuée pour $\Gamma = 0.91\pi$. Le paramètre Γ est donc fixé à cette valeur et il s'agit alors de minimiser la diffraction dans cette voie en ajustant le déphasage relatif du réseau de phase ainsi que l'alignement d'un des faisceaux. A priori lorsque le minimum est atteint, on peut considérer que les faisceaux se superposent bien sur le SLM et que le déphasage du réseau de phase par rapport aux franges de la figure d'interférence vaut $\phi = \frac{\pi}{2}$. Les deux ordres de diffraction interfèrent alors destructivement.

2.4.2 Mesures de transfert d'énergie

L'intensité après le SLM dans les deux directions principales de diffraction est mesurée en fonction de Γ .

La figure 2.31 illustre deux cas particuliers de l'expérience, où $\phi = \frac{\pi}{2}$ et $\phi = 0$. Le déphasage $\phi = \frac{\pi}{2}$ est repéré en optimisant l'effet de transfert d'énergie entre les deux voies. Pour cela on peut se référer à la méthode utilisée précédemment. L'évolution de ces intensités est affichée en fonction du contraste des franges Γ qui varie entre 0 et 2π . La courbe bleue représente l'intensité mesurée dans la direction \vec{k}_1 et la courbe rouge celle mesurée dans la direction \vec{k}_2 . Les points correspondent aux mesures expérimentales alors que les courbes pleines correspondent aux efficacités simulées.

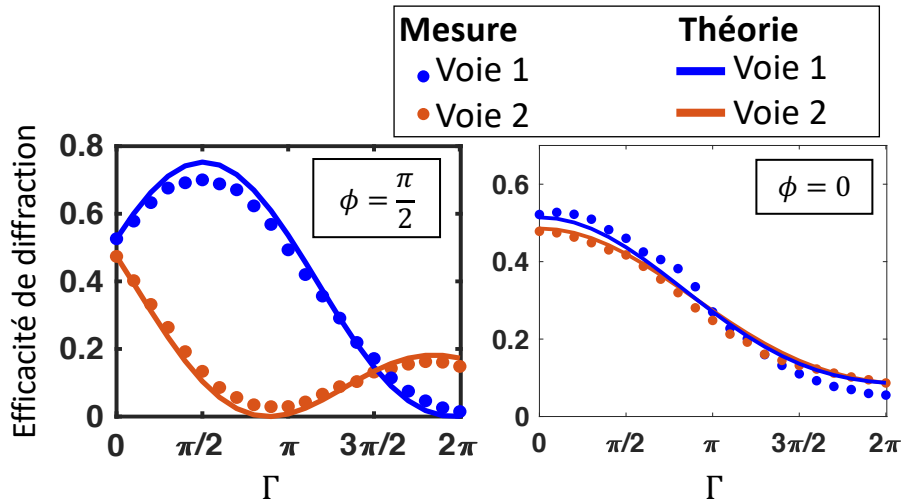


FIGURE 2.31 – Efficacité de diffraction des champs en sortie du mélange à deux ondes pour un masque de phase sinusoïdal. L'efficacité de diffraction est mesurée en fonction de Γ pour deux déphasages ϕ . Points : Mesures expérimentales ; Lignes : Simulations associées. Paramètres utilisés pour les simulations : $\phi = \frac{\pi}{2}$ et $\phi = 0$; $\rho = 0.51$

Sur l'image de gauche, les mesures ont été réalisées pour $\phi = \pi/2$. Comme vu dans la partie théorique, cette valeur de ϕ correspond à un cas où l'efficacité du transfert d'énergie est optimale. Dans ce cas-ci, $\sin(\phi) = 1$ et le terme d'interférence apparaissant dans l'équation 2.12 est maximal. Dans la direction \vec{k}_1 , l'intensité augmente alors que dans la direction \vec{k}_2 , elle diminue. Le maximum d'intensité dans une voie et le minimum d'intensité dans l'autre ne sont pas atteints pour la même valeur de Γ . Sur la figure 2.31, l'intensité dans la sortie 1 atteint sa valeur maximale pour $\Gamma = 0.6\pi$ et l'intensité dans la sortie 2 atteint son minimum pour $\Gamma = 0.9\pi$. Théoriquement, l'intensité de la voie 2 s'annule pour cette valeur de contraste. Expérimentalement, l'annulation n'est pas complète. Plus généralement, les valeurs de Γ correspondant à des minima ou maxima d'intensité dépendent du rapport d'intensité ρ entre les deux champs incidents.

D'autre part, lorsque la somme des intensités est considérée, une diminution globale de l'énergie est observable. Ceci est dû au fait qu'une partie de l'énergie est diffractée dans les ordres supérieurs.

Sur l'image de droite, les mesures ont été réalisées pour $\phi = 0$ pour lesquelles les franges du réseau et de l'interférogramme sont parfaitement superposées. Dans ce cas-là, $\sin(\phi) = 0$, il n'y a aucun effet d'interférence entre les deux ordres de diffractions qui se superposent en sortie du SLM. Les deux intensités en sortie évoluent donc de la même manière avec l'augmentation du contraste, à savoir une diminution globale de l'intensité, due au fait que l'effet de la diffraction dans les ordres supérieurs est de plus en plus fort. Il n'y a aucun effet de transfert d'énergie. Les légères différences entre les deux intensités de sortie viennent du fait que l'intensité relative entre les deux champs n'est pas exactement la même.

Influence de ϕ

L'évolution du transfert d'énergie est mesurée en fonction du déphasage ϕ sur la figure 2.33. Le contraste Γ est fixé à $\Gamma = 0.6\pi$. L'évolution sinusoïdale de l'efficacité de diffraction ainsi que la période des oscillations de 2π peut être observée. La somme des intensités ne vaut pas 1 car les mesures ont été effectuées pour $\Gamma = 0.6\pi$ et une partie de l'énergie totale a été diffractée dans les ordres supérieurs. Cette mesure permet de connaître les valeurs de déphasage à appliquer pour placer la mire sinusoïdale de façon à avoir un transfert d'énergie le plus efficace possible.

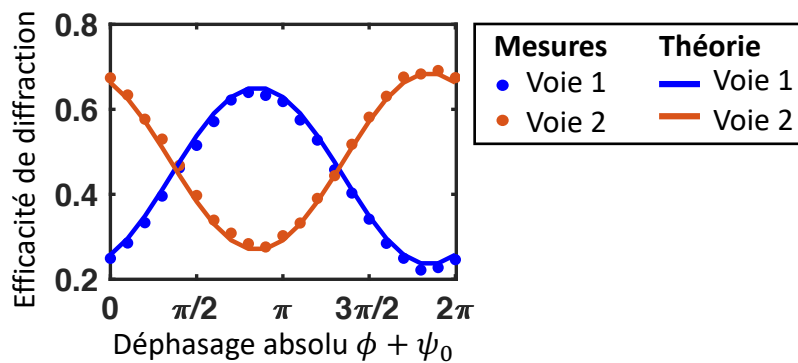


FIGURE 2.32 – Efficacité de diffraction des champs en sortie du mélange à deux ondes pour un masque de phase sinusoïdal. L'efficacité de diffraction est mesurée en fonction de ϕ pour $\Gamma = 0.6\pi$. Le déphasage est ajusté par un paramètre constant ψ_0 . Points : Mesures expérimentales ; Lignes : Simulations associées

A partir de ces mesures, deux figures de transfert d'énergie sont affichées. Elles sont prises respectivement pour des déphasages $\phi = \frac{\pi}{2}$ et $\phi = \frac{3\pi}{2}$. Pour ces deux déphasages, les rôles des voies 1 et 2 sont bien inter-changés.

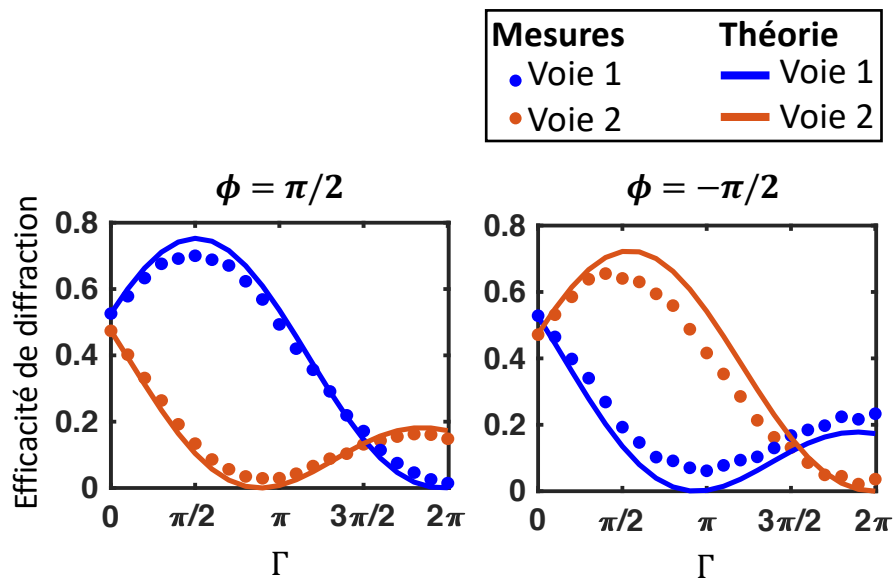


FIGURE 2.33 – Influence du déphasage sur l'efficacité de diffraction des champs en sortie du mélange à deux ondes pour un masque de phase sinusoïdal. Evolution tracée en fonction de Γ dans les cas $\phi = \pi/2$ et $-\pi/2$. Points : Mesures expérimentales; Lignes : Simulations associées

Influence de ρ

Les efficacités de diffraction dans les voies 1 et 2 sont mesurées sur la figure 2.34 en fonction du contraste de la mire de phase pour différents rapports d'intensité ρ entre les deux faisceaux incidents. Le transfert d'énergie est d'autant plus important que ce rapport est grand.

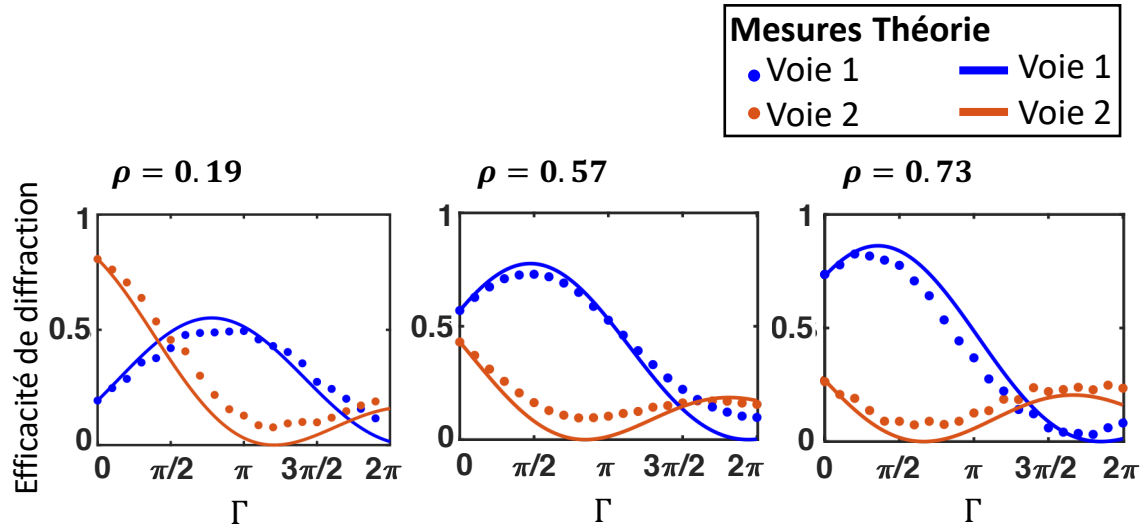


FIGURE 2.34 – Influence de l'intensité relative entre les voies d'entrée sur l'efficacité de diffraction des champs en sortie du mélange à deux ondes pour un masque de phase sinusoïdal. Evolution tracée en fonction de Γ dans les cas $\rho = 0.19$, $\rho = 0.57$ et $\rho = 0.73$. $\phi = \pi/2$. Points : Mesures expérimentales ; Lignes : Simulations associées

2.4.3 Conclusion

Dans chacun des cas présentés, les valeurs théoriques sont en bon accord avec les mesures, ce qui permet de valider l'effet de transfert d'énergie. Dans cette expérience, le milieu "non linéaire" est simulé par l'utilisation combinée de la caméra et du SLM. Comme nos résultats l'illustrent, l'avantage d'une telle configuration est la possibilité de pouvoir contrôler librement le gain non linéaire Γ et le déphasage ϕ du milieu. L'utilisation d'un masque de phase sinusoïdale permet de clairement mettre en évidence l'effet du transfert d'énergie via le contrôle du déphasage entre la figure d'interférence et le réseau de phase. Le cas qui a été étudié jusqu'à maintenant est analogue au fonctionnement classique d'un cristal photoréfractif. Dans la suite, d'autres possibilités de masques de phase vont être proposées afin d'étudier leur influence sur la distribution spatiale du signal en sortie de l'expérience. Le masque de phase utilisé sera directement relié à l'interférogramme préalablement mesuré par la caméra. Le contraste du masque ne sera plus le même en tout point de l'espace et le transfert d'énergie va s'accompagner d'une modification spatiale du faisceau.

Jusqu'à maintenant, le cas considéré était celui de la diffraction sur un réseau de phase sinusoïdale simple. Dans ce cas-ci, l'efficacité du transfert d'énergie est très liée au contraste Γ appliqué au réseau. Il est donc intéressant d'étudier un cas où le réseau n'a pas un taux de modulation constant. La prochaine section s'intéresse au cas où le masque de phase est modulé par l'enveloppe de la figure d'interférence. Les paramètres Γ et ϕ peuvent être contrôlés de la même façon que précédemment. Le paramètre Γ correspond au contraste maximal de la figure, et modifiera le contraste global de la figure. Dans ce cas là, la diffraction n'est plus uniforme sur toute l'image. Une telle situation va induire une modification du profil spatial du faisceau car l'efficacité de diffraction va varier localement.

2.5 Modification du contenu spatial du signal par mélange à deux ondes opto-numérique

Après avoir démontré l'effet de transfert d'énergie, cette partie vise à étudier l'évolution du profil spatial des faisceaux au cours d'un mélange à deux ondes opto-numérique et ce pour différentes réponses nonlinéaires programmées sur le SLM à partir de la figure d'interférence enregistrée sur la caméra. Ce faisant, cette partie illustrera la capacité de l'expérience à modifier le type de réponse nonlinéaire et la flexibilité de ce type de configuration.

Afin d'illustrer la capacité de notre expérience à contrôler la réponse non linéaire du milieu, le masque de phase affiché sur le SLM dépend à présent de l'interférogramme. Nous allons récupérer la figure d'interférence et la traiter numériquement.

Le masque de phase généré aura la forme suivante :

$$t(r) = e^{i\frac{\Gamma}{2}m(r)\cos(\vec{\Delta k}\cdot\vec{r}+\phi)} \quad (2.25)$$

Nous nous plaçons pour le moment dans le cas d'un faisceau monomode transverse. Expérimentalement, le profil $m(r)$ utilisé dans cette section correspond au profil d'intensité affiché sur la figure 2.35 qui suit une distribution gaussienne 2D obtenue en cachant une voie de l'interféromètre. En suivant les notations de l'équation 2.22, la figure d'interférence dans ce cas s'écrit simplement $I_{interf}(r) = I_0(r)\cos(\vec{\Delta k}\cdot\vec{r})$ avec $I_0(r)$ la distribution en intensité gaussienne. On a alors $m(r) = I_0(r)$.

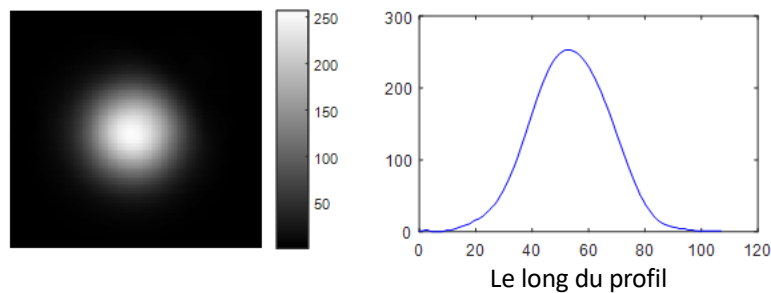


FIGURE 2.35 – Profil d'intensité d'un faisceau incident enregistré sur la caméra

La figure d'interférence, quant à elle, est plus ou moins contrastée en fonction de l'intensité relative des faisceaux envoyés dans chaque bras de l'interféromètre. Nous affichons cette figure pour plusieurs valeurs du rapport d'intensité ρ en figure 2.36.

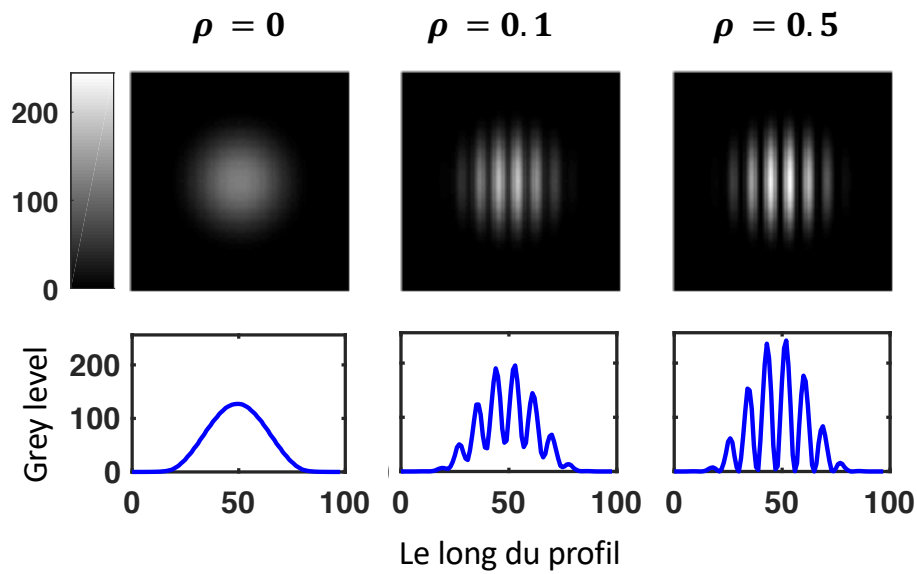


FIGURE 2.36 – Figures d'interférence enregistrées sur la caméra et profils transverses de ces images pour différentes valeurs de ρ

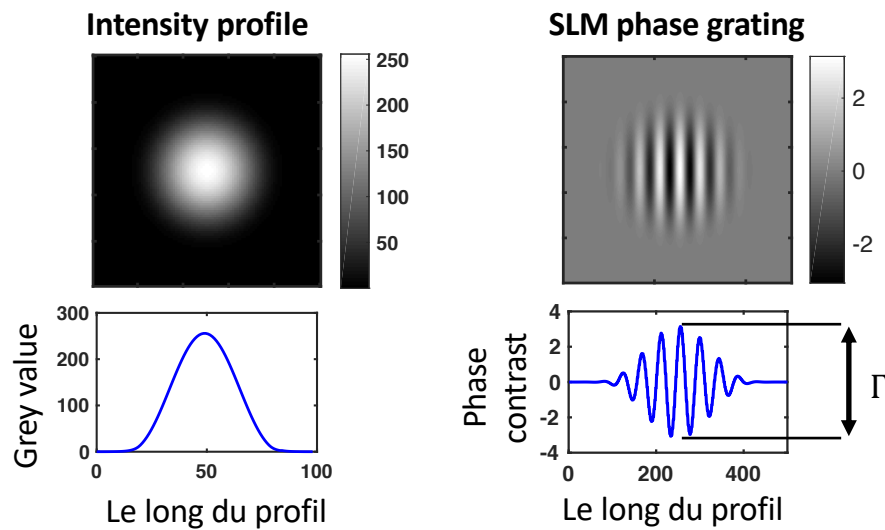


FIGURE 2.37 – Profil incident gaussien enregistré sur la caméra ; Masque de phase gaussien associé envoyé sur le SLM

Le masque de phase utilisé est affiché sur la figure 2.37. Pour le créer, l'interférogramme enregistré sur la caméra a été traité numériquement de façon à extraire uniquement le terme de modulation. Plusieurs traitements de l'interférogramme sont possibles en fonction du réseau que l'on désire envoyer sur le SLM. Les différentes étapes conduisant à la création du masque de phase vont être présentées dans la prochaine section.

2.5.1 Création du réseau de phase à partir de l'interférogramme

Cette partie présente un exemple de traitement simple de l'interférogramme afin d'illustrer les différentes étapes qui vont conduire à la création du masque de phase. Pour cette partie, j'ai choisi de présenter le traitement qui a conduit à la création du masque de la figure 2.37, à savoir l'extraction de la composante modulée de la figure d'interférence.

Ce traitement repose sur une analyse et un filtrage de l'interférogramme dans le plan de Fourier, calculé numériquement. L'image dans l'espace de Fourier correspond à la décomposition en fréquences spatiales du signal. Dans le cas monomode où toute la figure est modulée, le champ dans l'espace de Fourier est affiché sur la figure 2.38. L'ordre 0 correspondant à la composante continue de l'image et les ordre 1 et -1 correspondant à la composante modulée sont très nettement visibles.

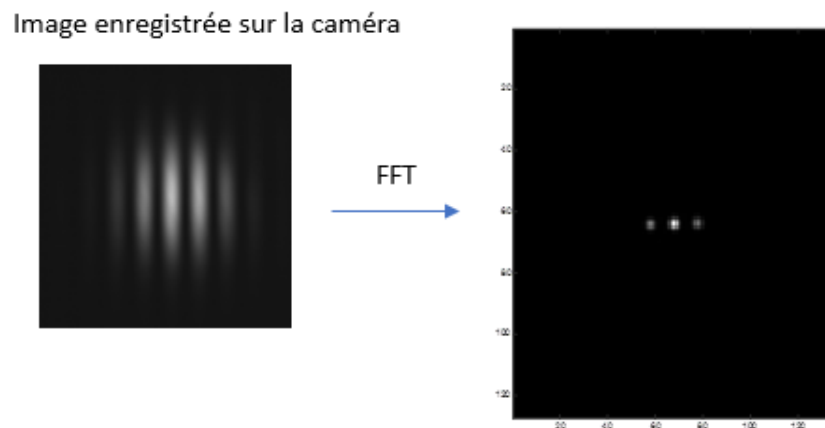


FIGURE 2.38 – Traitement de l'image de la caméra dans l'espace de Fourier

Cette section propose de se familiariser avec les possibilités de traitement dans l'espace de Fourier au travers de deux méthodes qui permettent de créer le masque de phase de la figure 2.37.

Première méthode : Cette méthode, illustrée sur la figure 2.39, s'intéresse à l'utilisation des ordre -1 et 1 . L'ordre zéro est filtré ce qui permet d'obtenir directement la modulation de l'image. Le déphasage ϕ des franges par rapport à la figure d'interférence est introduit en multipliant la moitié de l'image dans le plan de Fourier par $e^{i\phi}$.

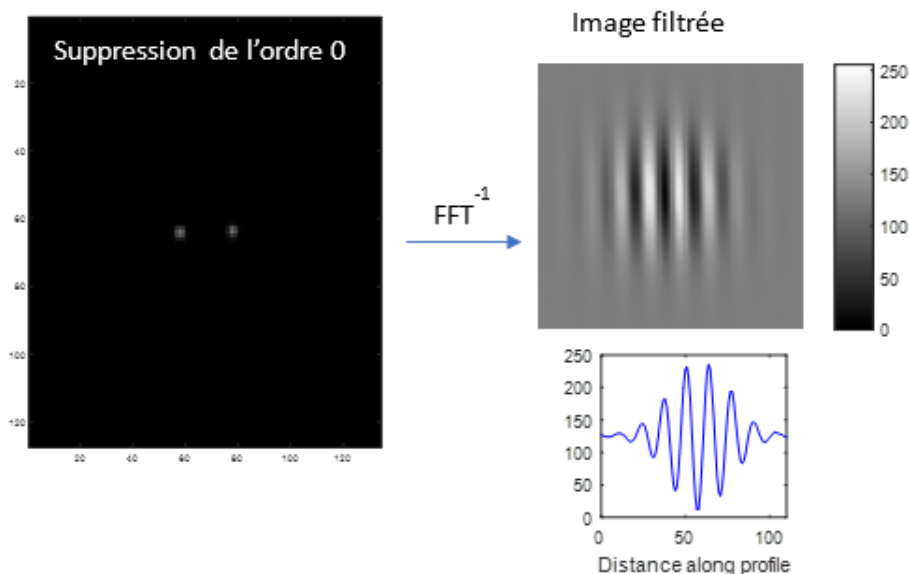


FIGURE 2.39 – Filtrage de l'ordre 0 dans l'espace de Fourier

Cette méthode a l'avantage de conserver le déphasage absolu de l'image, ainsi que le pas des franges exact.

Seconde méthode : Cette méthode, illustrée sur la figure 2.40, s'intéresse à l'utilisation de l'ordre 0. Les ordres supérieurs sont cette fois-ci filtrés pour obtenir le profil d'intensité total. Ce profil est multiplié par une fonction sinus dont la période correspond à celle des franges d'interférence.

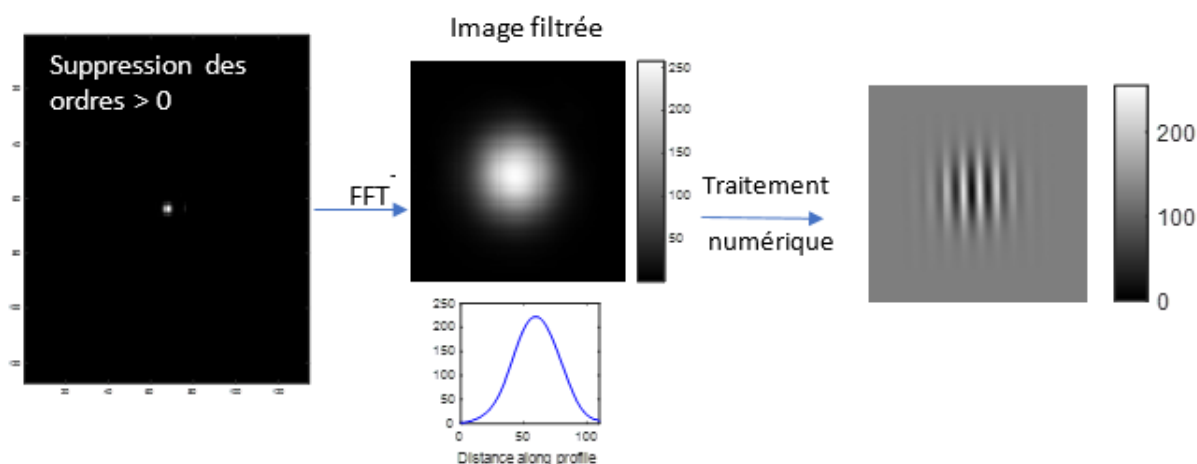


FIGURE 2.40 – Filtrage des ordres supérieurs à 0 dans l'espace de Fourier

Cette méthode permet de choisir le pas des franges et s'affranchit de l'effet de pixellisation qui peut être causé par le redimensionnement entre les pixels de la caméra et les pixels du SLM. Cependant, elle s'appuie sur la récupération du signal

2.5. MODIFICATION DU CONTENU SPATIAL DU SIGNAL PAR MÉLANGE À DEUX ONDES C

continu, et n'est donc efficace que dans un cas où toute la figure est modulée.

Après filtrage, l'image est recalculée dans l'espace réel et normalisée à sa valeur maximale. La figure finalement obtenue est parfaitement contrôlée en amplitude (voir figure 2.41).

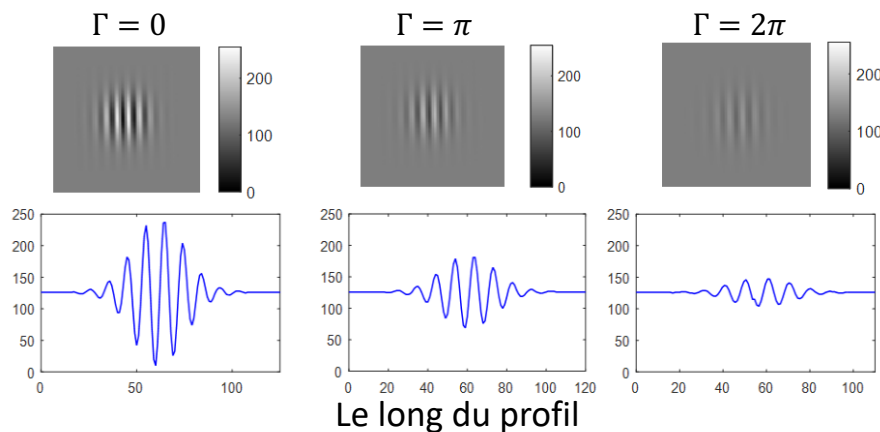


FIGURE 2.41 – Figure traitée informatiquement envoyée sur le SLM pour créer le masque de phase

L'image est ré-échantillonnée avec un rapport 0.75 correspondant au rapport de taille entre les pixels de la caméra et ceux du SLM. Il est également possible d'appliquer une rotation afin de superposer au mieux le réseau de phase et les faisceaux incidents sur le SLM. Enfin, l'image est codée en niveaux de gris sur 8 bits.

2.5.2 Expérience de mélange à deux ondes : Modification spatiale du champ

Dans cette partie, la modification de forme spatiale du faisceau en sortie du montage de mélange à deux ondes va être analysée. Pour cela, ce faisceau doit être imagé sur la caméra. Il faut filtrer le signal dans l'espace de Fourier de façon à ne garder que l'information correspondant à un ordre de diffraction. La figure 2.42.a est un schéma de la partie expérimentale de filtrage en sortie du SLM. La figure 2.42.b correspond au même montage déployé afin de schématiser plus clairement les positions des lentilles.

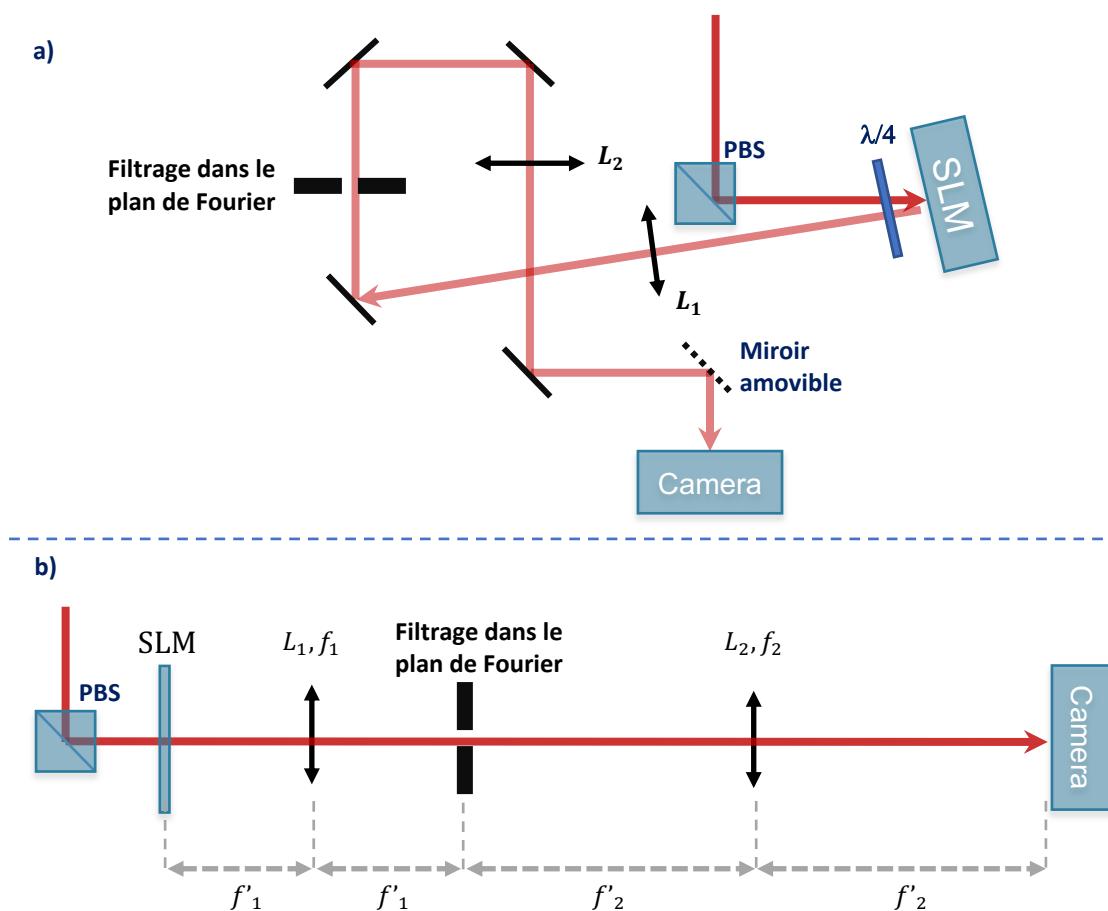


FIGURE 2.42 – Schéma expérimental du filtrage dans le plan de Fourier

Une première lentille L_1 de focale $f'_1 = 200$ mm projette les ordres de diffraction dans l'espace de Fourier. Un filtre permet de sélectionner un ordre de diffraction, puis une seconde lentille L_2 de focale $f'_2 = 375$ mm renvoie le signal dans l'espace réel et fait l'image du faisceau sur la caméra. Le choix des focales des lentilles permet d'introduire un grandissement $g = \frac{f'_2}{f'_1} = 1.875$. Ce grandissement permet de gagner en résolution pour l'étude ultérieure du profil transverse.

Cas du réseau de phase sinusoïdal

Le cas du masque de phase sinusoïdal a été abordé précédemment. Pour un signal monomode, la situation est analogue à une expérience utilisant un cristal photoréfractif. Ce cas n'est accompagné d'aucune modification spatiale du champ à la sortie de l'expérience de mélange à deux ondes. En effet, chaque zone spatiale du signal voit le même contraste, et se diffracte donc de la même façon. La figure 2.43 donne l'allure des faisceaux mesurée dans la voie amplifiée pour différentes valeurs de Γ . La modification de l'échelle de niveau de gris pour $\Gamma = \pi$ indique bien l'amplification dans cette voie, mais la modification spatiale qui l'accompagne est négligeable. Une légère modification est cependant visible car les ordres de diffractions intervenant dans le mélange à deux ondes ne sont pas parfaitement superposés. Les résultats dans la voie atténuée sont comparables et il n'est pas nécessaire de les

afficher.

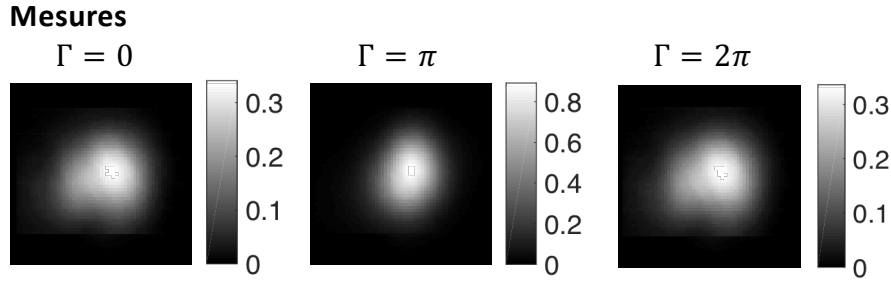


FIGURE 2.43 – Profil du faisceau en sortie du mélange à deux ondes dans la voie amplifiée pour différentes valeurs de Γ dans le cas d’un masque de phase sinusoïdal

Cas d’un réseau de phase non uniforme

Dans ce nouveau cas, le masque de phase est issu de la modulation de la figure d’interférence et le contraste dépend de l’intensité. Le transfert d’énergie va s’accompagner d’une modification spatiale des champs diffractés.

Ceci s’explique simplement. Comme vu précédemment, l’efficacité de diffraction et, a fortiori, l’efficacité du transfert d’énergie sont très dépendants du contraste du réseau de diffraction. Or, à présent, le contraste du réseau varie localement. Dans le cas d’une figure gaussienne, l’efficacité de diffraction au centre est meilleure que sur les ailes de la gaussienne, et donc le centre du faisceau ne se diffracte pas de la même façon que le contour du faisceau. L’efficacité de diffraction s’écrit de la façon suivante (équation 2.17) :

$$\begin{aligned} \eta_{1,2} &\propto \rho J_0 \left(\frac{\Gamma}{2} m(r) \right)^2 \\ &+ (1 - \rho) J_1 \left(\frac{\Gamma}{2} m(r) \right)^2 \\ &\pm 2\sqrt{\rho(1 - \rho)} J_0 \left(\frac{\Gamma}{2} m(r) \right) J_1 \left(\frac{\Gamma}{2} m(r) \right) \sin(\phi) \end{aligned} \quad (2.26)$$

où Γ est le contraste du réseau variant entre 0 et 2π , et $m(r)$, une fonction normalisée dépendant uniquement de la forme spatiale du champ, qui n’a aucune dépendance temporelle, et qui décrit le profil de la modulation spatiale du réseau.

Comme pour l’étude avec la mire sinusoïdale réalisée dans la section précédente, la diffraction d’une seule voie sur le réseau va tout d’abord être analysée avant de s’intéresser au cas du mélange à deux ondes.

Modification spatiale d’une seule voie

Lorsqu’on regarde l’évolution des efficacités de diffraction d’un seul champ en isolant la partie centrale du faisceau gaussien, nous retrouvons des évolutions similaires à celles de la section précédente (mire sinusoïdale uniforme, figure 2.31). En revanche,

si on s'intéresse aux puissances totales diffractées dans les ordres 0 et 1, les évolutions sont un peu différentes, car l'argument de la fonction de Bessel dépend à présent des coordonnées spatiales de la figure de diffraction. Les comparaisons entre mesures et simulations sont affichées sur la figure 2.44. Les mesures concordent très bien avec les simulations.

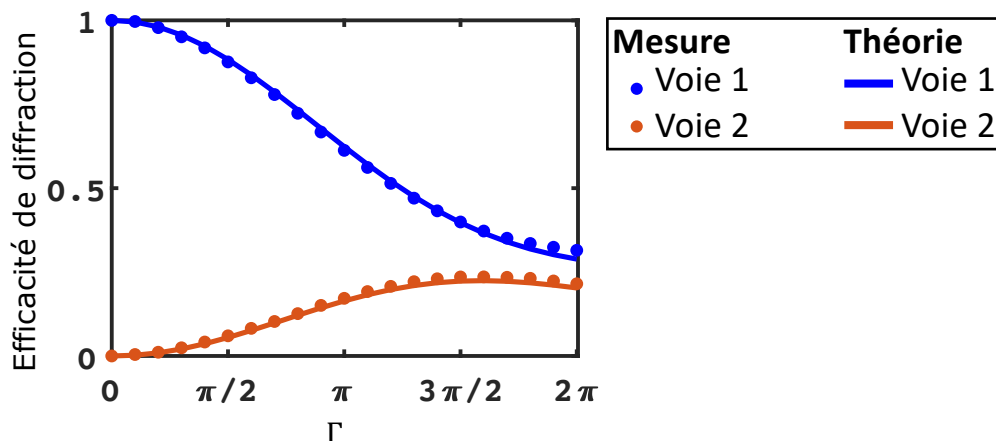


FIGURE 2.44 – Efficacité de diffraction dans les ordres de diffraction 0 et 1 par diffraction sur le réseau de phase gaussien. Points : Mesures ; Trait plein : Simulations

Par la suite, nous considérons le profil transverse des faisceaux dans les ordres 0 et 1 après la diffraction sur le SLM. Les figures 2.45 et 2.46 présentent les profils d'intensité mesurés sur les deux voies pour $\Gamma = 0$, $\Gamma = \pi$ et $\Gamma = 2\pi$. Sur ces deux figures, les profils expérimentaux et les profils issus de simulations numériques sont affichés et sont en bon accord. Dans le cas d'un contraste nul, $\Gamma = 0$, le faisceau n'est pas diffracté et nous observons de façon attendue aucune lumière dans la direction de l'ordre 1.

Le plus fort contraste du réseau et, de ce fait, la plus forte efficacité de diffraction est observée au centre de la gaussienne. Entre $\Gamma = 0$ et $\Gamma = 3\pi/2$, la fonction de Bessel d'ordre 0 est décroissante. Une diminution progressive de l'intensité au centre de la gaussienne est donc observée. Pour un contraste d'environ $\Gamma = 3\pi/2$, la fonction de Bessel d'ordre 0 s'annule. Le centre de la gaussienne est alors complètement diffracté dans les ordres supérieurs. Ensuite, pour des contrastes plus élevés, toujours dans l'ordre 0 de diffraction, le centre gagne à nouveau en intensité et un anneau noir apparaît. Son rayon augmente avec Γ . Cet anneau noir correspond au contraste pour lequel la fonction de Bessel d'ordre 0 s'annule.

Le principe reste le même pour l'ordre 1 de diffraction, sauf que l'on s'intéresse cette fois-ci à la fonction de Bessel d'ordre 1. Cette fonction possède un maximum pour un contraste correspondant environ à $\Gamma = 1.3\pi$. En dessous de cette valeur de contraste, un lobe lumineux apparaît au centre de l'image. L'annulation de la fonction a lieu pour un contraste de phase plus élevé que 2π et il n'est donc pas possible de constater une annulation complète du centre. Cependant, une baisse d'intensité qui correspond à la décroissance de la fonction est visible.

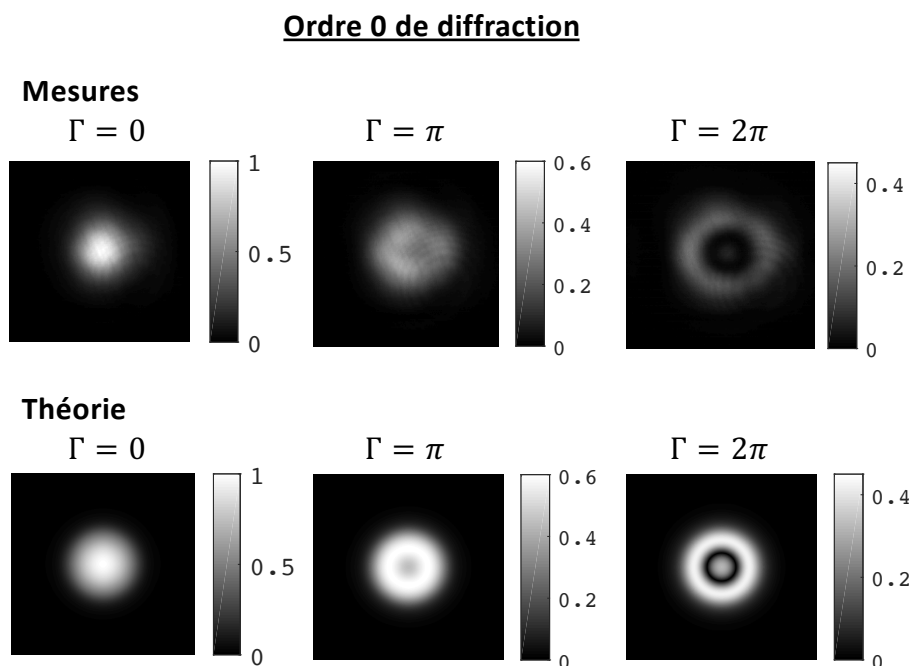


FIGURE 2.45 – Distributions spatiales en intensité du faisceau dans l'ordre 0 de diffraction pour différentes valeurs du contraste de phase

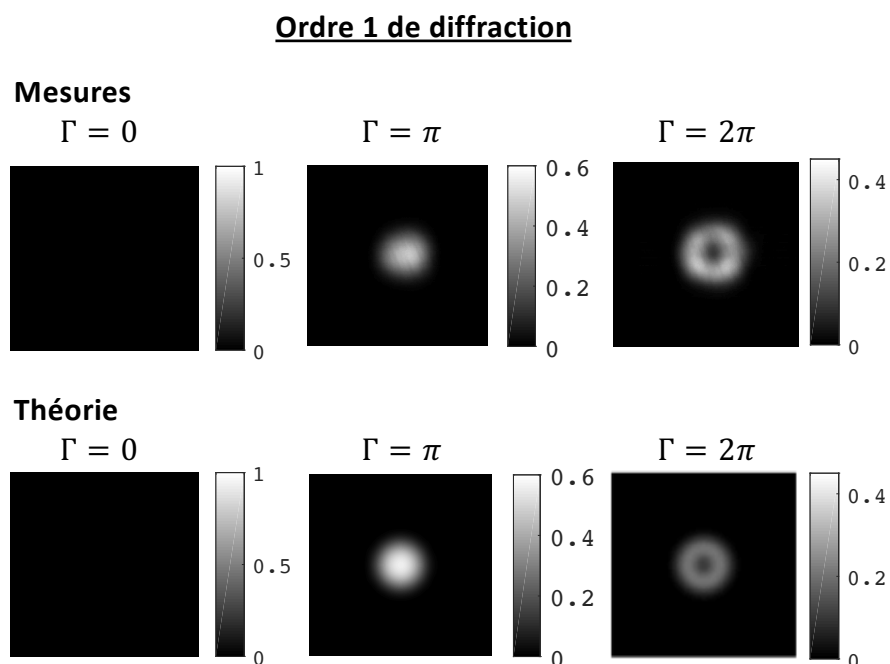


FIGURE 2.46 – Distributions spatiales en intensité du faisceau dans l'ordre 1 de diffraction pour différentes valeurs du contraste de phase

Afin de faire une comparaison plus quantitative de ces profils, la distribution transverse des faisceaux dans le cas $\Gamma = 2\pi$ est présentée sur la figure 2.47. L'efficacité de diffraction dans l'ordre 1 reste plus faible que celle attendue. De plus,

expérimentalement l'intensité ne s'annule pas complètement, contrairement à la théorie, ce qui peut s'expliquer en partie par un manque de résolution de l'image sur la caméra. Par ailleurs, on utilise un système de deux lentilles, pour agrandir la taille de l'image sur la caméra. Des effets d'aberrations pourraient donc également être responsables d'une déformation sur les images obtenues.

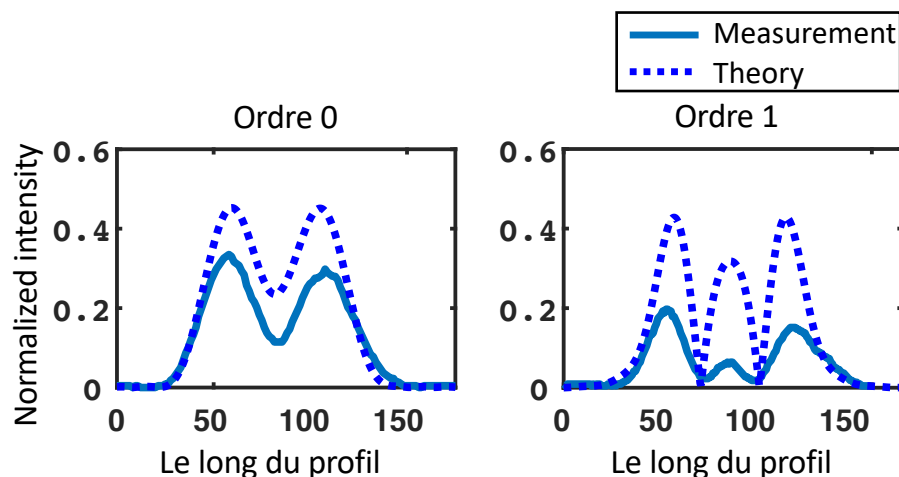


FIGURE 2.47 – Distributions transverses des ordres 0 et 1 pour un contraste maximal $\Gamma = 2\pi$

Il est très important dans cette expérience d'avoir la meilleure conjugaison caméra - SLM possible. La modification de profil est tributaire de la position du masque de phase. Pour le cas d'un signal monomode gaussien, il est d'ailleurs possible d'aligner très précisément le faisceau incident sur le masque de phase en se concentrant sur la symétrie de la figure. L'alignement se fait tout en cachant une voie et en déplaçant la figure sur le SLM. Puis l'autre voie est cachée et la position du deuxième faisceau incident est ajustée. Cette deuxième manipulation peut éventuellement modifier légèrement l'interfrange de la figure, mais nous avons vérifié que cette modification reste négligeable.

Expérience de mélange à deux ondes

Nous nous intéressons maintenant à la configuration de mélange à deux ondes où les deux faisceaux se diffractent simultanément sur le réseau de phase.

Le transfert d'intensité en fonction de Γ est affiché sur la figure 2.48, pour les valeurs de déphasage $\phi = \frac{\pi}{2}$ et $\phi = 0$. L'évolution de l'efficacité de diffraction après le SLM est très similaire à la diffraction sur un réseau sinusoidal (figure 2.31), à la différence que l'effet de transfert d'énergie est atténué.

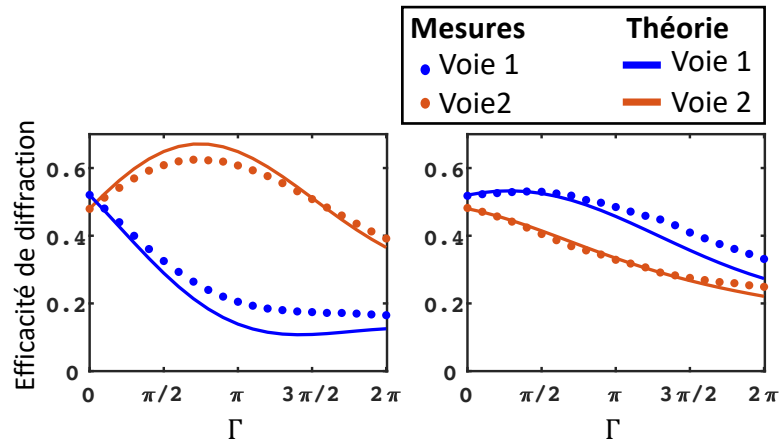


FIGURE 2.48 – Efficacité de diffraction des faisceaux en sortie du mélange à deux ondes pour un masque de phase gaussien. L'efficacité de diffraction est mesurée en fonction de Γ pour deux déphasages $\phi = \pi/2$ et $\phi = 0$. Points : Mesures expérimentales ; Traits pleins : Simulations associées pour un masque de phase gaussien. Paramètres utilisés pour les simulations : $\rho = 0.52$

Comme le contraste du réseau n'est pas uniforme, le transfert d'énergie n'est pas similaire en tout point du faisceau. Pour chaque point du profil spatial, il faut se référer à la figure 2.6 qui donne l'efficacité de transfert d'énergie en fonction du contraste Γ dans le cas particulier $\rho = 0.5$ et $\phi = \frac{\pi}{2}$.

La modification spatiale du faisceau est affichée sur la figure 2.49 dans le cas $\rho = 0.5$ et $\phi = \frac{\pi}{2}$.

Dans le cas d'un faisceau gaussien, la partie centrale du faisceau correspond au maximum d'intensité et son efficacité de diffraction associée varie exactement selon les résultats de la figure 2.6. Pour un contraste $\Gamma = 0.91\pi$, l'intensité au centre de la gaussienne dans la voie atténuée s'annule. Le centre de la gaussienne est totalement diffracté vers la voie 1, et on observe un anneau noir dans la voie 2. Ensuite, si on continue d'augmenter le contraste, le centre gagne en intensité et un anneau noir se crée autour, dont le diamètre augmente avec Γ . Cet anneau noir correspond à une zone de diffraction où le contraste du réseau vaut $\Gamma = 0.91\pi$. Il s'agit de l'annulation de la voie atténuée observée sur la figure 2.6.

Dans la voie amplifiée, l'effet est moins visible, mais le centre de la gaussienne augmente en intensité et atteint un maximum pour un contraste $\Gamma = 0.54\pi$, puis perd en intensité à son tour. Finalement, le centre de la gaussienne s'annule pour $\Gamma = 1.91\pi$.

Expérimentalement, la modification de la forme du faisceau est très dépendante de l'alignement de l'expérience, et en particulier de la bonne superposition des deux ordres de diffraction interférant ensemble. De plus, chacun des faisceaux incidents doivent se superposer exactement à la figure affichée sur le SLM. Les désalignements conduisent à une perte d'efficacité du mélange à deux ondes.

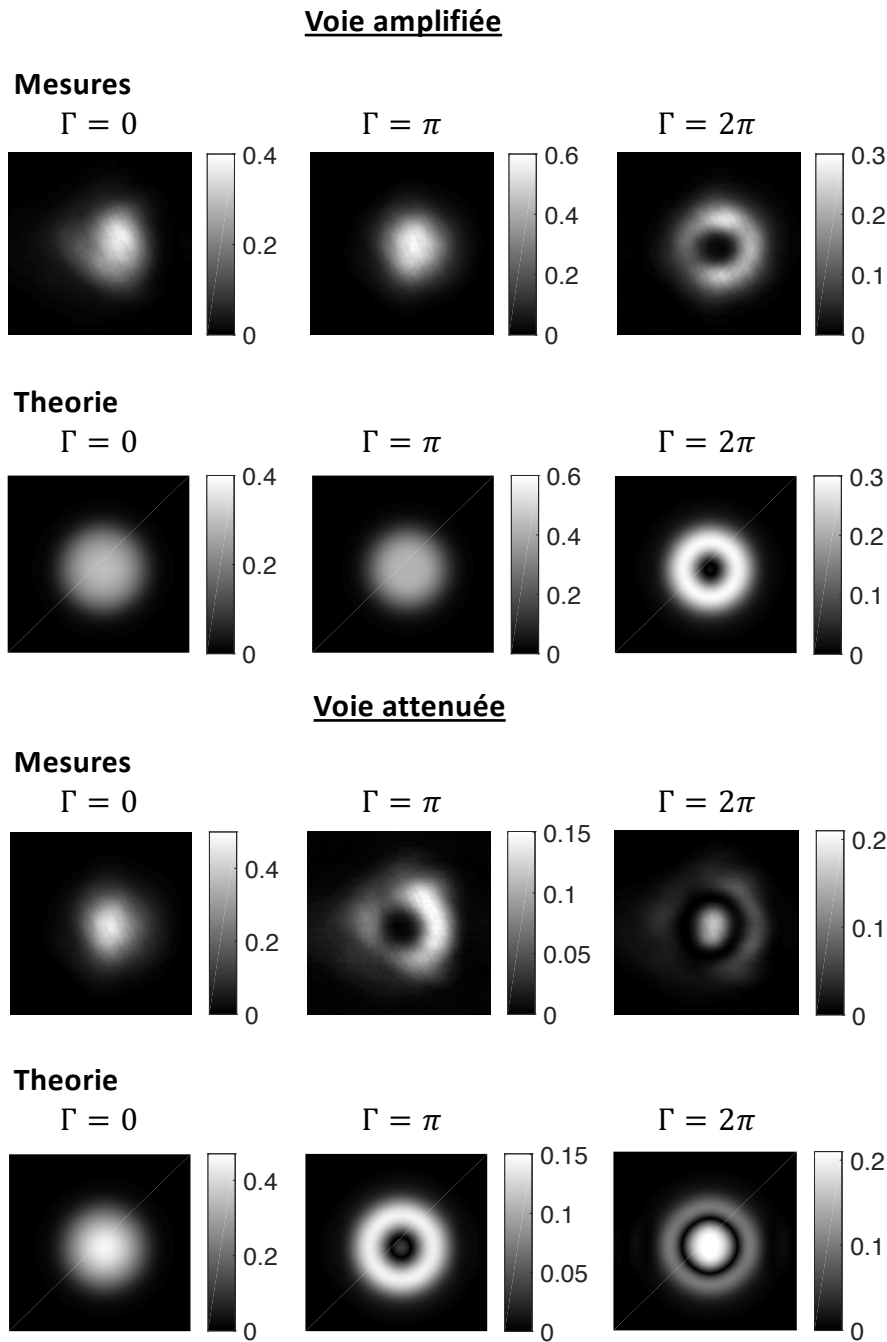


FIGURE 2.49 – Profils des faisceaux en sortie du mélange à deux ondes pour différentes valeurs de Γ . Le masque de phase est gaussien, modulé par un sinus. Les profils sont mesurés dans la voie amplifiée (1) et dans la voie atténuée (2). Le déphasage vaut $\phi = \pi/2$ (transfert d'énergie optimal)

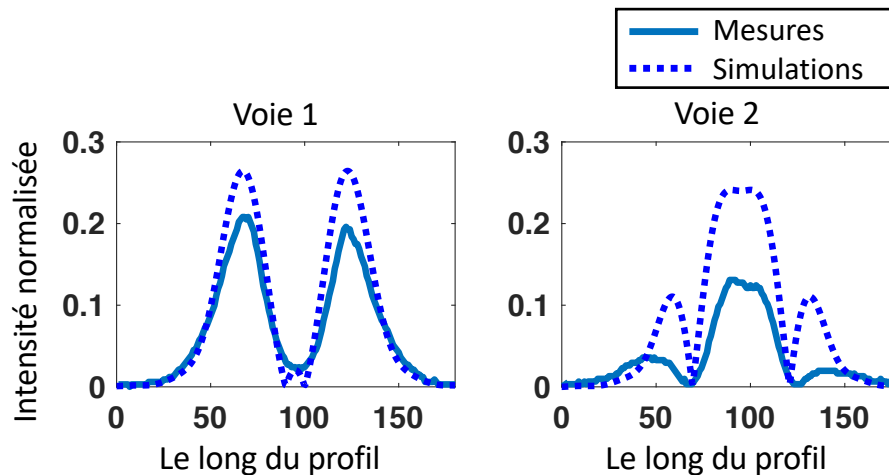


FIGURE 2.50 – Coupe des profils des faisceaux après le mélange à deux ondes pour $\Gamma = 2\pi$. Comparaison entre les mesures (points) et la théorie (traits pleins)

Qualitativement, les résultats expérimentaux concordent bien avec les simulations. La modification de profil est bien visible et l'intensité du faisceau semble avoir le même ordre de grandeur que le profil théorique. Afin de comparer quantitativement les mesures expérimentales aux simulations, la figure 2.50 présente le profil d'intensité transverse du faisceau, dans le cas de $\Gamma = 2\pi$ pour chacune des voies, dans le cas expérimental et dans le cas théorique. Malgré un accord qui n'est pas parfait, les allures des profils expérimentaux sont comparables aux profils attendus par simulation. Les écarts peuvent provenir d'un défaut d'alignement du montage, des aberrations des optiques ou encore du fait que la diffraction réalisée par le SLM n'est pas parfaite. Cependant, nous pouvons noter que la position des maxima et zéros de l'intensité sont en bon accord avec la théorie.

Cas d'un champ issu d'une fibre multimode

La fibre monomode a ensuite été remplacée par une fibre optique faiblement multimode (6 modes) de quelques mètres afin d'étendre les précédentes expériences pour des profils transverses non gaussiens. En contrôlant l'alignement du montage au niveau de l'injection du faisceau dans la fibre, il est possible d'exciter de manière prépondérante un des modes de la fibre afin de pouvoir comparer les mesures avec des simulations faisant intervenir un unique mode. Les cas des modes LP11 et LP21 ont été étudiés. Pour le cas du mode LP21, la figure 2.51 présente les profils transverses mesurés dans les voies 1 et 2 pour différentes valeurs de Γ et sont comparés aux profils simulés. Le mélange à deux ondes montre un très bon accord entre les profils mesurés et simulés quant à la modification spatiale du faisceau.

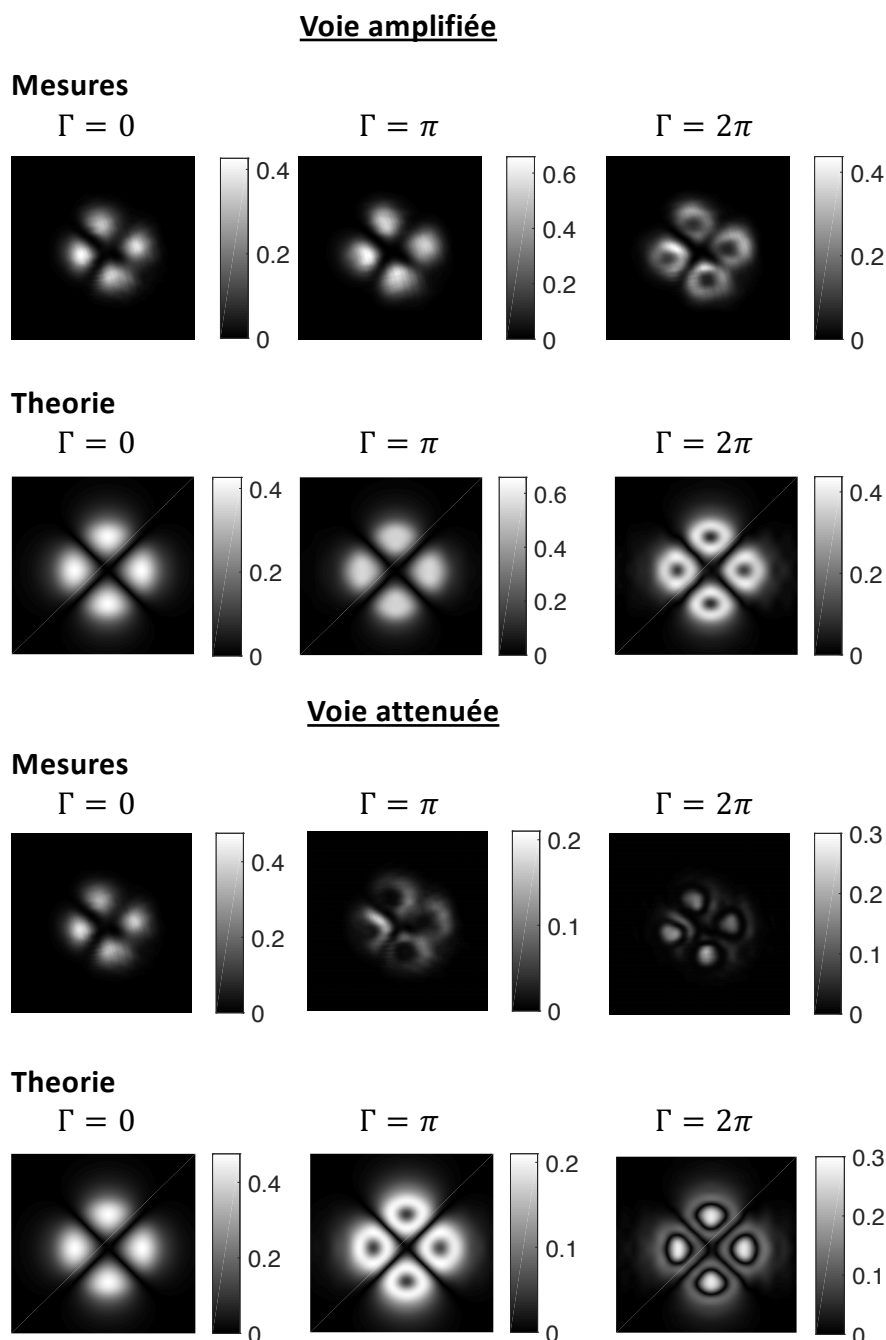


FIGURE 2.51 – Profils des faisceaux en sortie du mélange à deux ondes pour différentes valeurs de Γ . Le mode étudié est le mode LP₂₁ et le masque de phase associé a la même forme. Les profils sont mesurés dans la voie amplifiée (1) et dans la voie atténuée (2). Le déphasage vaut $\phi = \pi/2$ (transfert d'énergie optimal)

Le bon accord entre les expériences et les simulations nous permet de valider le traitement utilisant un modulateur spatial de lumière. De plus, il apparaît clairement que le choix de la forme de la fonction de modulation de phase $m(r)$ appliquée sur le SLM s'avère être crucial quant à la façon dont va se modifier la distribution spatiale du champ en fonction de l'augmentation du gain non-linéaire Γ .

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté et mis en place un outil de manipulation de faisceaux optiques qui transpose les études sur des interactions de type mélange à deux ondes. L'expérience réalisée utilise un SLM couplé à une caméra. Grâce à ce dispositif, nous avons pu observer et caractériser un effet de transfert d'énergie similaire à celui observé par les expériences de mélange à deux ondes dans des cristaux photoréfractifs. Dans notre expérience, la figure de diffraction affichée sur le SLM est calculée à partir de la figure d'interférence des deux faisceaux incidents, enregistrée sur une caméra et traitée numériquement. Nous nous sommes intéressés aux deux voies de diffraction dont les directions coïncident (se superposent) avec celles des faisceaux incidents. Un transfert d'énergie d'une voie vers l'autre a été mis en évidence, accompagné d'une modification spatiale du profil d'intensité des faisceaux. L'expérience a été réalisée pour des faisceaux provenant d'une fibre monomode puis d'une fibre faiblement multimode.

Des caractérisations préalables de la caméra et du SLM ont été réalisées mais d'autres caractérisations seraient éventuellement nécessaires comme par exemple une étude de l'uniformité de la caméra, des mesures du rapport signal à bruit, etc. Ces caractérisations complémentaires ne sont pas critiques dans le cas d'une démonstration de principe. En revanche, elles pourraient s'avérer utiles dès lors que l'on s'intéresse quantitativement aux performances de tels systèmes, notamment pour des applications en régime de signaux faibles.

Conjointement à cette expérience, le formalisme mathématique accompagnant cette expérience a été développé ainsi que plusieurs programmes de simulation visant à étudier l'effet des nombreux paramètres régissant cette expérience. Jusqu'à présent, des cas simples de transfert d'énergie et de manipulation de la forme spatiale du faisceau ont été démontrés.

Nous avons travaillé avec des champs parfaitement cohérents. Les franges d'interférence étaient présentes sur toute la figure enregistrée par la caméra. Le chapitre suivant s'attachera à étudier des situations où les faisceaux incidents sur la caméra sont partiellement cohérents et donc où le taux de modulation ne sera pas constant sur toute l'image. Il sera intéressant d'étudier le lien entre les propriétés de cohérence du champs d'entrée, l'interférogramme mesuré, et les modifications induites lors de l'expérience de mélange à deux ondes.

Manipulation des propriétés de cohérence spatio-temporelle par mélange à deux ondes opto-numérique

Jusqu'à présent, les faisceaux étudiés étaient continus et parfaitement cohérents. Du fait de la grande longueur de cohérence du laser utilisé, le taux de modulation de la figure d'interférence mesurée par la caméra était toujours parfaitement uniforme. Un transfert d'énergie par mélange à deux ondes ainsi qu'une modification des profils transverses des faisceaux transmis ont alors été mis en évidence. Ceci a permis une première validation du fonctionnement général de l'expérience de mélange à deux ondes opto-numérique.

J'étudie dans le cadre de ce chapitre la possibilité de modifier également les propriétés de cohérence spatio-temporelle du faisceau. En effet, le réseau de phase appliqué sur le SLM est relié à la figure d'interférence, qui est elle-même une mesure du degré de cohérence du faisceau. Or, il a été montré dans les expériences précédentes la relation entre les modifications spatiales et l'amplitude de modulation du réseau. Il paraît donc pertinent d'étudier le cas de faisceaux partiellement cohérents possédant des propriétés de cohérence mutuelle qui peuvent être d'une part mesurées et d'autre part modifiées par cette approche.

L'idée du chapitre est d'illustrer la capacité d'une expérience de type mélange à deux ondes à modifier les relations spatio-temporelles d'un faisceau en fonction de ses propriétés de cohérence mutuelle, étant entendu que par la suite, le faisceau sera caractérisé par un contenu spatio-temporel multiple.

Ce chapitre s'articule en quatre sous parties. La première porte sur la réalisation d'une source qui délivre un faisceau partiellement cohérent. La deuxième s'attache à étudier les propriétés de ce faisceau par interférométrie. La troisième étudie différents régimes permettant de modifier ses propriétés à l'aide du montage opto-numérique. Finalement, la dernière met en évidence l'intérêt d'une approche de type mélange à deux ondes opto-numérique pour modifier les propriétés spatio-temporelles du champ.

3.1 Création d'un faisceau partiellement cohérent

Dans ce chapitre, il est nécessaire d'élaborer une source qui permet d'avoir un faisceau partiellement cohérent. Pour réaliser celle-ci, j'ai choisi d'utiliser une source large bande centrée en 1550 nm qui est ensuite filtrée spectralement par un filtre de largeur spectrale réglable. Par ailleurs, la source délivre un signal continu. L'association de ces deux composants permet de disposer d'une source lumineuse dont la longueur de cohérence est parfaitement connue et contrôlable.

Caractérisation de la source

La source large bande, de chez Highwave optical technologies, est réalisée à partir d'une fibre optique dopée aux ions Erbium et qui est pompée autour de la longueur d'onde 980 nm (Bande C). Le spectre lumineux provient de l'émission spontanée amplifiée et s'étend de 1530 nm à 1580 nm.

Le filtre, quant à lui, est un filtre à réseau Yenista Optics XTM-50 Wide. Sa fonction de transmission, de type passe bande, est d'allure rectangulaire avec un taux de réjection de plus de 30 dB (taux de réjection des composantes fréquentielles en dehors de la bande de transmission). Le filtre est utilisable pour des longueurs d'ondes comprises entre 1450 et 1650 nm.

La largeur spectrale est mesurée à l'analyseur de spectre optique en fonction de la position du vernier. Ces mesures, ainsi que les longueurs de cohérence correspondantes sont affichées sur la figure 3.1. La longueur de cohérence estimée de la source filtrée est calculée par la formule :

$$L_c = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (3.1)$$

avec $\lambda_0 = 1550$ nm et $\Delta\lambda$ la largeur de la bande spectrale.

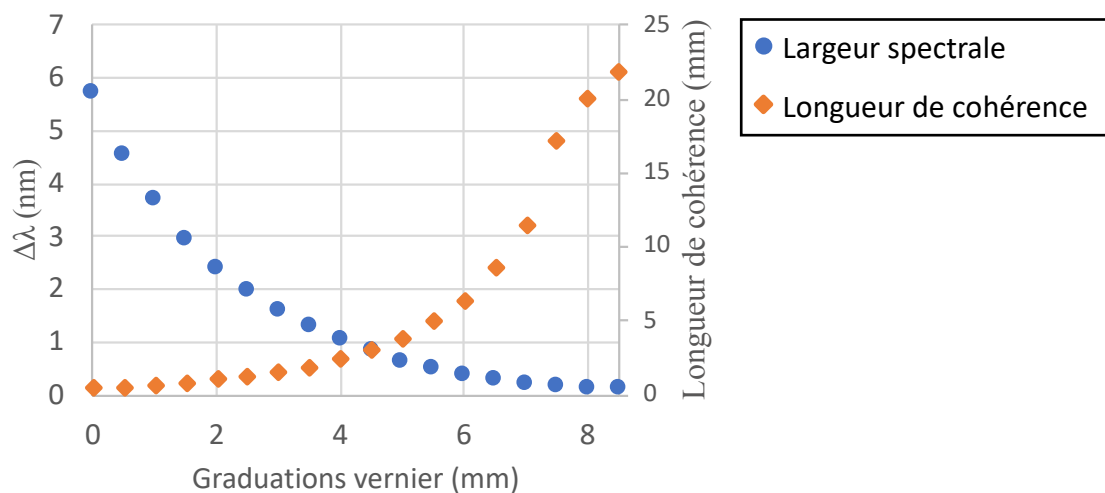


FIGURE 3.1 – Mesures de calibration de la largeur spectrale du filtre en fonction de la graduation indiquée sur vernier et longueur de cohérence associée. En \circ bleu la largeur spectrale du filtre et en \diamond orange longueur de cohérence correspondante

Le faisceau en sortie du filtre émis à travers une fibre monomode traverse ensuite l'interféromètre de Michelson. Un des bras de l'interféromètre est monté sur une platine de translation motorisée. Cette platine peut se déplacer sur une plage de 50 mm et sa position peut être incrémentée par pas de $0.1 \mu\text{m}$. Les réglages et mesures qui seront réalisés ne demandent pas une telle précision. En réalité, la position de la platine sera choisie à $5 \mu\text{m}$ près, ce qui est bien inférieur à la longueur de cohérence de la source (au minimum de 0.42 mm). L'utilisation du filtre combinée à celle de la platine de translation va permettre d'ajuster le retard nul entre les deux bras de l'interféromètre. Les champs interfèrent si la différence de chemin optique entre les deux voies de l'interféromètre est inférieure à la longueur de cohérence.

Afin d'ajuster le retard introduit par l'interféromètre, le filtre est réglé au départ pour avoir la plus grande longueur de cohérence possible. Il est alors plus facile de faire un premier réglage sur la différence de marche entre les deux bras en repérant l'apparition des franges sur la caméra. La largeur spectrale du filtre est ensuite augmentée (et la longueur de cohérence diminue) petit à petit tout en ajustant la position du bras de sorte à maximiser le contraste des franges. Le maximum de contraste est obtenu pour deux bras de l'interféromètre équilibrés. La position du deuxième bras de l'interféromètre est alors notée $\delta = 0 \text{ mm}$ et correspond à un retard temporel nul $\tau = 0$ entre les deux faisceaux interférant sur la caméra.

La correspondance entre la position du deuxième bras de l'interféromètre et le retard temporel τ introduit entre les deux faisceaux est donnée par la relation :

$$\tau = \frac{2\delta}{c} \quad (3.2)$$

avec c la vitesse de la lumière. Le facteur 2 correspond à l'aller-retour dans l'interféromètre.

Mesure de cohérence temporelle

Maintenant que la position $\delta = 0 \text{ mm}$ a été repérée, il est possible de réaliser des mesures du degré de cohérence à partir de l'interférogramme enregistré sur la caméra. Pour une largeur de filtre fixée, et donc une longueur de cohérence fixée, le contraste des franges est mesuré en fonction de la position δ . La figure 3.2 illustre une mesure de cette cohérence spatio-temporelle lorsque le filtre est complètement ouvert (longueur de cohérence minimale).

La mesure de cohérence est réalisée en enregistrant l'interférogramme sur la caméra et en mesurant le contraste. La valeur est normalisée par le contraste à la position $\delta = 0$.

Le spectre de la source est rectangulaire, du fait du filtre utilisé. Le taux de modulation de la figure d'interférence est relié au degré de cohérence de la source, qui par transformée de Fourier, donne une mesure du spectre de la source (théorème de Wiener-Khinchin). Temporellement, nous obtenons donc la transformée de Fourier d'une fonction rectangle, à savoir un sinus cardinal. Les mesures obtenues sur la figure 3.2 peuvent être superposées à une fonction sinus cardinal. La position de la première annulation correspond à la demi-longueur de cohérence de la source. Le spectre est tracé en fonction de la translation δ du deuxième miroir de l'interféromètre. La longueur de cohérence de la source mesurée vaut $L_c = 0.42 \text{ mm}$.

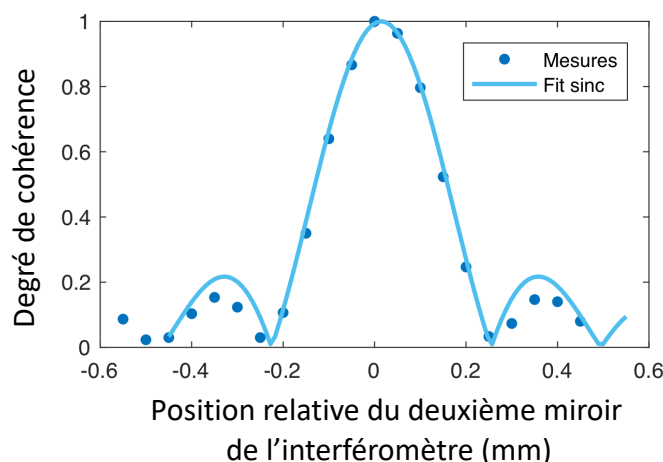


FIGURE 3.2 – Taux de modulation de la figure d’interférence mesurée en fonction de la différence de marche introduite dans l’interféromètre. Points : mesures et trait plein : fit sinus cardinal

Des séries de mesures ont été réalisées pour d’autres largeurs spectrales du filtre, et donc pour différentes longueurs de cohérence de la source. La figure 3.3 montre deux séries de mesures pour les positions du vernier du filtre à 0 et à 2.5 qui correspondent à des longueurs de cohérence respectivement égales à 0.42 mm et 1.23 mm. En ajustant les mesures par des allures théoriques, la largeur du sinus cardinal trouvée permet de remonter aux valeurs de longueur de cohérence suivantes : $L_c = 0.46 \pm 0.04$ mm et $L_c = 1.16 \pm 0.08$ mm. Celles-ci, compte tenu des incertitudes, concordent avec les valeurs précédentes ce qui permet de dire que le filtre introduit peu d’effet dispersif (chirp) qui aurait pu causer un étalement du paquet d’onde. Les sinus cardinaux théoriques ne se superposent pas tout à fait aux mesures. Ceci est probablement dû au fait que le spectre de la source filtrée n’est pas parfaitement rectangulaire.

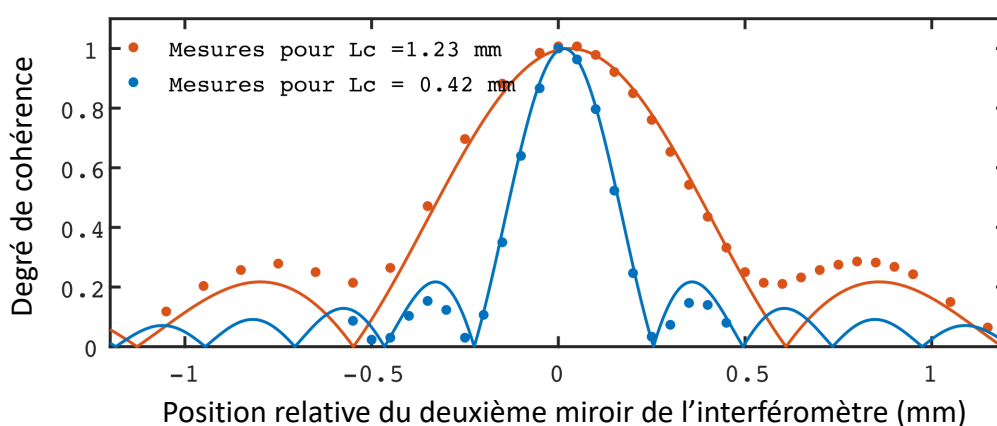


FIGURE 3.3 – Mesures de cohérence pour deux positions du vernier différentes. Points : mesures et trait plein : fit sinus cardinal

Nous rappelons que la source émet sur une fibre monomode et ses propriétés de

cohérence ont tout d'abord été caractérisées avec un faisceau parfaitement monomode. Pour la suite de l'expérience, nous avons besoin de disposer d'une source qui présente une diversité dans ses propriétés de cohérence mutuelle. Ceci implique que le degré de cohérence n'est pas uniforme suivant la dimension transverse du faisceau. L'idée est d'injecter ce faisceau partiellement cohérent dans une fibre faiblement multimode afin de créer une diversité sur sa structure spatiale. Par ailleurs, les effets de dispersion intermodale vont également introduire des retards supplémentaires et vont modifier la cohérence temporelle de la source. Ainsi, le faisceau sera caractérisé par un degré de cohérence mutuelle relativement complexe.

3.1.1 Utilisation d'une fibre multimode

La fibre utilisée dans cette expérience nous a été fournie par Nokia Bell Labs. Il s'agit d'une fibre faiblement multimode d'une dizaine de mètres pouvant supporter 4 modes de propagation, dont deux modes dégénérés. Les distributions d'intensité des modes sont affichées sur la figure 3.4.

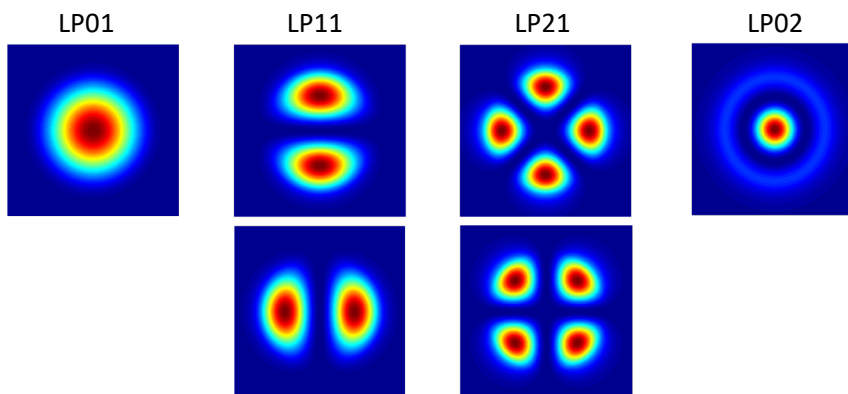


FIGURE 3.4 – Distributions d'intensité des 4 premiers modes guidés de la fibre faiblement multimode utilisée dans nos expériences. Deux de ces modes sont dégénérés.

Chacun des modes excités dans la fibre possède sa propre vitesse de groupe. Les différences théoriques entre les retards de groupe par unité de longueur ([110]) sont indiquées dans le tableau 3.5 .

	LP01	LP11	LP21	LP02
DGD (ps/m)	0	4.4	8.5	7.8

FIGURE 3.5 – Tableau répertoriant les différences entre les retrrds de groupe associées à chaque mode dans la fibre ([110])

Si une impulsion se propageait à travers la fibre en empruntant plusieurs modes, une série d'impulsions retardées les unes par rapport aux autres serait récupérée à la sortie du fait des différentes vitesses de groupe entre les modes (caractérisées

par le paramètre Difference Group Delays, DGD). Ici, un signal continu est utilisé, mais le principe reste le même. Après injection dans la fibre, le paquet d'onde initial se propage à travers différents modes et donne lieu en sortie à plusieurs paquet d'onde retardés les uns par rapport aux autres suivant les DGD des modes de la fibre.

L'utilisation de la source large bande, du filtre et de la fibre multimode nous permet de créer un champ composé de contributions spatio-temporelles incohérentes du fait de la différence de vitesse de propagation des différents modes. En effet, précédemment avec une source laser quasi-monochromatique, le retard de groupe introduit entre deux modes restait bien plus petit que le temps de cohérence de la source et les champs issus de l'interféromètre apparaissaient parfaitement cohérents. A présent, avec l'utilisation d'une source possédant une faible longueur de cohérence, une figure d'interférence peut être visualisée seulement si le retard introduit entre les faisceaux est réglé de façon à ce que les paquets d'ondes associés aux modes se recouvrent, au moins partiellement. En conséquence, l'interférogramme enregistré sur la caméra dépend du retard temporel introduit entre les deux bras de l'interféromètre de Michelson. En translatant le deuxième bras, différentes figures correspondant à l'interférence entre deux modes de la fibre pourront être observées. Afin de pouvoir répertorier tous les états d'interférences possibles du faisceau, il faut donc que les retards introduits dans la fibre ne soient pas supérieurs à l'excursion maximale de la platine. Si l'on se réfère au tableau 3.5, la DGD maximale est obtenue entre les modes LP01 et LP21 et vaut 8.5 ps/m. Nous avons choisi une fibre d'une dizaine de mètres environ. Pour cette longueur, le retard maximal introduit dans la fibre est de $\tau_{max} \approx 127$ ps. L'excursion de la platine du deuxième bras de l'interféromètre est de 50 mm au maximum, ce qui correspond à un retard $\tau_{max,platine} \approx 330$ ps. Les retards introduits dans la fibre sont donc bien inférieurs à l'excursion maximale de la platine.

La longueur exacte de la fibre n'est pas connue mais sera estimée par la suite par la mesure des retards accumulés entre les modes et à partir de données théoriques sur les vitesses de groupe des modes.

3.2 Caractérisation interférométrique

Le faisceau obtenu en sortie de la fibre faiblement multimode va être à présent analysé. Cette étude permet de caractériser les propriétés de cohérence du faisceau qui seront par la suite utilisées pour l'expérience de mélange à deux ondes.

Le schéma de l'expérience est décrit sur la figure 3.6.

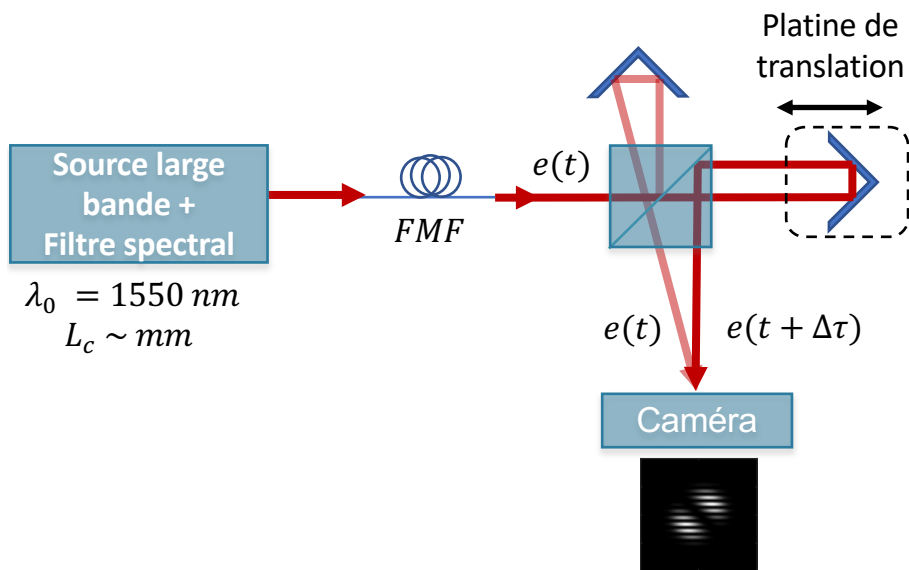


FIGURE 3.6 – Schéma de principe de l'expérience pour caractériser le degré de cohérence mutuelle du faisceau généré par une source large bande filtrée couplée à une fibre faiblement multimode (FMF)

Les champs qui se propagent dans les deux bras de l'interféromètre sont issus du même faisceau caractérisé par un même état de polarisation linéaire (grâce à un polariseur disposé en sortie de la fibre FMF). Ils possèdent les mêmes propriétés spatiales et sont superposés sur la caméra sans n'avoir subi de translation ou de rotation quelconque, à l'exception de l'introduction d'un angle entre les faisceaux afin d'observer des franges d'interférence. Les deux champs ont en revanche un rapport d'intensité fixé par le terme ρ et peuvent être décalés temporellement via le retard τ introduit par le deuxième bras de l'interféromètre.

Ce retard est au départ fixé à $\tau = 0$ (qui correspond au retard spatial entre les deux bras de l'interféromètre $\delta = 0$) et tous les modes sont excités dans la fibre. La figure d'interférence recueillie sur la caméra est affichée sur la figure 3.7.

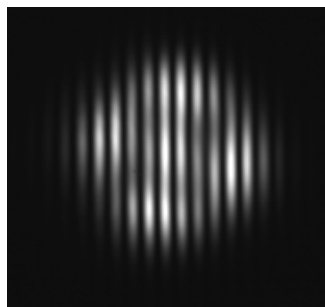


FIGURE 3.7 – Allure de la figure d'interférence pour un signal multimode dans le cas d'un retard $\tau = 0$ entre les deux champs

A retard nul, chaque mode interfère avec lui-même et les franges d'interférences sont réparties sur toute la distribution d'intensité.

Le contraste des franges de la figure varie en sinus cardinal en fonction du paramètre δ comme dans le cas du champs monomode.

En revanche, à retard nul, deux modes différents ne peuvent interférer entre eux du fait du retard de groupe accumulé sur les 15 m de la fibre (la durée de cohérence de la source est plus petite que le retard de groupe). Deux modes différents ne peuvent interférer entre eux que si la différence de retard de groupe entre ces deux modes est compensée par le retard introduit sur le deuxième bras de l'interféromètre.

En fonction du choix du retard dans l'interféromètre, la figure d'interférence mesurée sur la caméra va exhiber différentes propriétés liées à la cohérence spatio-temporelle du champ incident. Il va être notamment possible de faire apparaître les interférences entre deux modes spatiaux particuliers de la fibre. La position δ de la platine de translation de l'interféromètre doit être choisie de façon à compenser la différence de retard de groupe entre deux modes.

Mathématiquement, l'expérience revient à mesurer le degré de cohérence mutuelle entre deux champs $E_1(r, t + \tau)$ et $E_2(r, t)$ provenant d'un même champ initial. L'amplitude $A_1(r, t)$ et $A_2(r, t)$ des champs ne diffèrent que par leur intensité relative (reliée au paramètre ρ) et leur décalage temporel (relié au paramètre τ).

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \mathbf{t}) = A(\mathbf{r}, t) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (3.3)$$

alors

$$\begin{cases} E_1(\mathbf{r}, \mathbf{t}) = \sqrt{\rho} A(r, t) e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} \\ E_2(\mathbf{r}, \mathbf{t} + \boldsymbol{\tau}) = \sqrt{1 - \rho} A(r, t + \tau) e^{i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}} \end{cases} \quad (3.4)$$

On note les amplitudes des champs :

$$\begin{cases} A_1(r, t) = \sqrt{\rho} A(r, t) \\ A_2(r, t) = \sqrt{1 - \rho} A(r, t) \end{cases} \quad (3.5)$$

L'intensité relative ρ entre les deux voies de l'interféromètre est compris dans ces expressions.

La figure d'interférence est moyennée temporellement sur le temps d'intégration T de la caméra. Elle s'écrit :

$$I_{Interf}(r) = \langle | E_{1,in}(\mathbf{r}, t) + E_{2,in}(\mathbf{r}, t + \tau) |^2 \rangle_T \quad (3.6)$$

soit :

$$\begin{aligned} I_{Interf}(r) = & \langle | A_1(r, t) |^2 \rangle_T + \langle | A_2(r, t + \tau) |^2 \rangle_T \\ & + \left\langle 2\text{Re} \left(A_1(r, t) A_2^*(r, t + \tau) e^{i\vec{\Delta k} \cdot \vec{r}} \right) \right\rangle_T \end{aligned} \quad (3.7)$$

avec $|A_i(r, t)|^2 = |A_i(r, t + \tau)|^2$.

Le terme de cohérence mutuelle est défini par :

$$G^{(1)}(\mathbf{r}, \tau) = \langle A_1(\mathbf{r}, t) A_2^*(\mathbf{r}, t + \tau) \rangle = \langle A_1^*(\mathbf{r}, t - \tau) A_2(\mathbf{r}, t) \rangle \quad (3.8)$$

On peut donc relier la figure d'interférence à la fonction de cohérence mutuelle :

$$I_{Interf}(r) = I_0(r) \left(1 + 2\rho(1 - \rho) \operatorname{Re} \left(\frac{G^{(1)}(r, \tau)}{G^{(1)}(r, 0)} e^{i\vec{\Delta k} \cdot \vec{r}} \right) \right) \quad (3.9)$$

où $I_0(r)$ est la distribution d'intensité totale incidente.

Dans l'expérience présentée à la suite, l'intensité relative des deux champs ρ vaut $\rho = 0.5$. La figure 3.8 est une mesure du degré de cohérence obtenu après traitement de la figure d'interférence, et correspond au rapport entre la valeur absolue de $G^{(1)}(\mathbf{r}, 0)$ et sa valeur maximale.

La figure 3.8 résulte de la mesure du taux de modulation de la figure 3.7, récupérée numériquement à partir de l'interférogramme. A $\tau = 0$, le contraste des franges est globalement le même en tout point de la figure. Ce taux de modulation est calculé en temps réel de façon à voir son évolution lorsque τ varie.

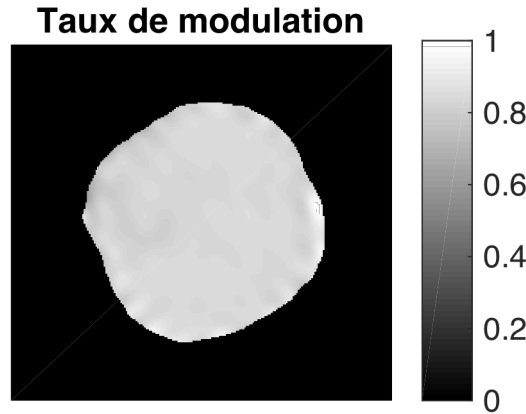


FIGURE 3.8 – Mesure du degré de cohérence de la figure 3.7. $\tau = 0$

3.2.1 Traitement numérique de la figure d'interférence

Contrairement au cas monomode où le contraste des franges était uniforme sur toute la figure, le contraste dépend cette fois-ci des modes qui interfèrent entre eux. Afin de caractériser le faisceau en sortie de fibre, une analyse spatiale de l'état de cohérence de la figure enregistrée par la caméra a été réalisée numériquement. Cette analyse récupère d'une part le taux de modulation de la figure, et d'autre part une mesure du déphasage des franges d'interférence. Elle est réalisée à partir de l'interférogramme par un traitement dans le plan de Fourier. Le but est de connaître les propriétés de cohérence du faisceau qui va être utilisé pour l'expérience de mélange à deux ondes.

Méthode d'extraction des propriétés de cohérence de la figure

Dans un premier temps, la transformée de Fourier de l'image enregistrée sur la caméra est calculée (voir figure 3.9). La transformée de Fourier de la figure d'interférence (voir équation 2.22) est donnée par :

$$\operatorname{TF} [I_{Interf}(r)]_u = \operatorname{TF} \left[I_0(r) (1 + m_0(r) \cos(\vec{\Delta k} \cdot \vec{r})) \right] \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned} \text{TF} [I_{\text{Interf}}(r)]_u &= \text{TF} [I_0(r)]_u * \delta(u - 0) \\ &+ \text{TF} [I_0(r)m_0(r)]_u * \frac{\delta\left(u + \frac{1}{2\pi} \frac{\overrightarrow{\Delta k} \cdot \overrightarrow{r'}}{\|\overrightarrow{r'}\|}\right) + \delta\left(u - \frac{1}{2\pi} \frac{\overrightarrow{\Delta k} \cdot \overrightarrow{r'}}{\|\overrightarrow{r'}\|}\right)}{2} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Dans l'espace de Fourier, le terme associé à $\delta(u - 0)$ est lié à la composante continue de la figure $I_0(r)$ qui correspond au signal qui serait mesuré en présence d'un seul faisceau. Le terme associé à $\delta\left(u + \frac{1}{2\pi} \frac{\overrightarrow{\Delta k} \cdot \overrightarrow{r'}}{\|\overrightarrow{r'}\|}\right) + \delta\left(u - \frac{1}{2\pi} \frac{\overrightarrow{\Delta k} \cdot \overrightarrow{r'}}{\|\overrightarrow{r'}\|}\right)$ est lié à la composante modulée $I_0(r)m_0(r)$ traduisant l'interférence entre deux modes de la fibre. Les distributions spatiales des composantes continue et modulée du signal sont déterminées après une transformée de Fourier inverse comme l'illustre la figure 3.9.

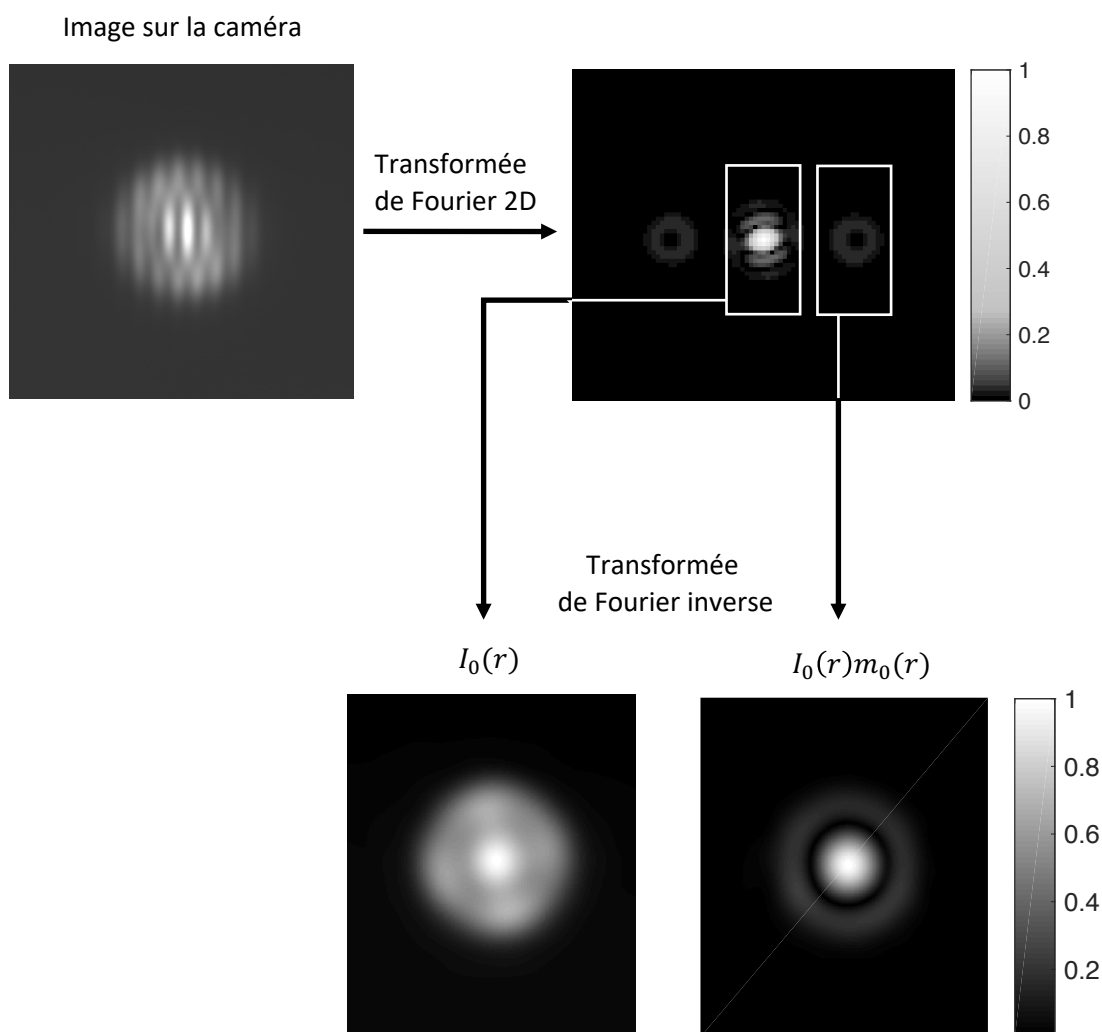


FIGURE 3.9 – Filtrage de la figure d'interférence dans l'espace de Fourier : Récupération des ordres 0 et 1

Ces deux figures sont associées à des matrices de valeurs complexes, et contiennent toutes les informations nécessaires pour reproduire la figure d'interférence de la caméra, à l'exception du pas des franges qui lui est donné par l'écart entre les deux ordres.

Le rapport entre la composante modulée et la composante continue vaut $m_0(r)$: La valeur absolue de ce rapport correspond au taux de modulation de la figure d'interférence $|m_0(r)|$. Et l'argument de phase associé à ce rapport correspond au déphasage relatif des franges d'interférences à l'intérieur de la figure. Ces deux paramètres sont affichés sur la figure 3.10 dans le cas de l'interférence entre un mode LP01 et un mode LP02. Sur l'image de gauche, deux zones possédant un taux de modulation différent sont observées et sur l'image de droite. Comme attendu, un déphasage de π est observé entre ces deux zones

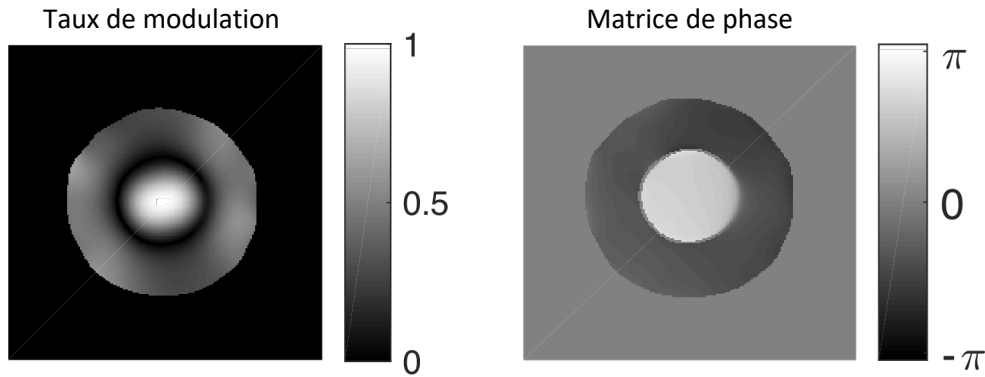


FIGURE 3.10 – Taux de modulation et matrice de phase calculés à partir des ordres 0 et 1 de la figure 3.9

3.2.2 Mesure des degrés de cohérence mutuelle entre les modes de la fibre FMF

A partir de l'outil développé dans la partie précédente, il va être possible de caractériser les propriétés de cohérence du faisceau en sortie de la fibre multimode. Pour une position δ du deuxième bras de l'interféromètre, et donc à retard τ fixé, le taux de modulation est extrait et une moyenne spatiale sur toute la figure est réalisée. Cette valeur est ensuite normalisée par la mesure de cohérence mutuelle au retard $\tau = 0$.

Mathématiquement, la mesure de cohérence normalisée moyennée sur toute la largeur du faisceau, qui sera utilisée dans la suite, est donnée par le paramètre :

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\int_{\mathbf{r}} G^{(1)}(\mathbf{r}, \tau) d\mathbf{r}}{\int_{\mathbf{r}} G^{(1)}(\mathbf{r}, 0) d\mathbf{r}} \quad (3.12)$$

Mesure de cohérence moyenne de la figure d'interférence

Cette sous-partie s'intéresse à l'évolution de la cohérence mutuelle en fonction de la position du deuxième bras de l'interféromètre. Celle-ci est affichée sur la figure 3.11. En modifiant le retard entre les deux voies de l'interféromètre, plusieurs allures de type sinus cardinal apparaissent. Chaque maximum local coïncide avec l'interférence entre un même paquet d'onde qui s'est propagé suivant deux modes de la fibre et leur position peut-être reliée (par l'équation 3.2) au retard de propagation entre ces

deux modes. La valeur de ces maxima dépend de la quantité de lumière couplée dans chacun des modes. Afin de pouvoir résoudre du mieux possible les différents sinus cardinaux, la longueur de cohérence de la source a été réglée à son minimum. Par soucis d'échelle, le sinus cardinal correspondant à la position $\delta = 0$ n'est pas représentée sur la figure 3.11.

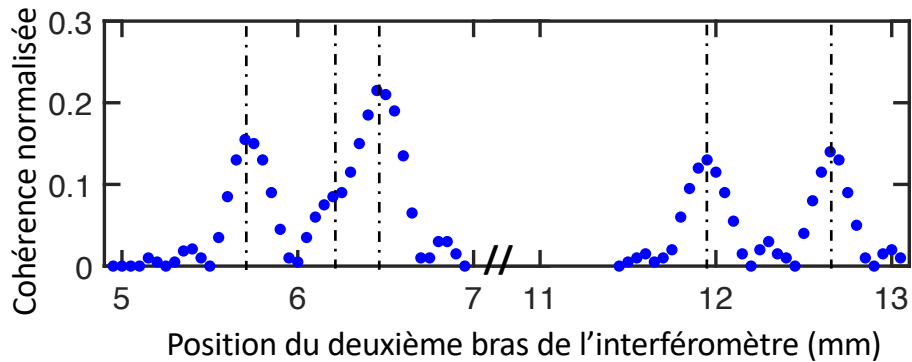


FIGURE 3.11 – Mesures du degré de cohérence en sortie de la fibre FMF en fonction du retard introduit dans l'interféromètre

Il est possible de distinguer trois enveloppes en forme de sinus cardinal sur la plage [5 mm; 7 mm] et deux sur la plage [11 mm; 13 mm], dont les positions ont été repérées sur la figure 3.11 par des traits en pointillés. Aux alentours de la position $\delta = 6.2$ mm, un des sinus cardinal n'est pas bien résolu car trop proche du suivant. Les figures 3.12 présentent des ajustements par des allures théoriques réalisés à partir des données mesurées. La largeur du sinus cardinal trouvée est 0.22 ± 0.02 mm, ce qui correspond à une longueur de cohérence $L_c = 0.44 \pm 0.04$ mm. La largeur de la source mesurée à l'aide de analyseur de spectre vaut 5.7 ± 0.2 qui correspond à une longueur de cohérence $L_{c_{theo}} = 0.42 \pm 0.006$ mm. Les mesures sont en accord avec cette valeur.

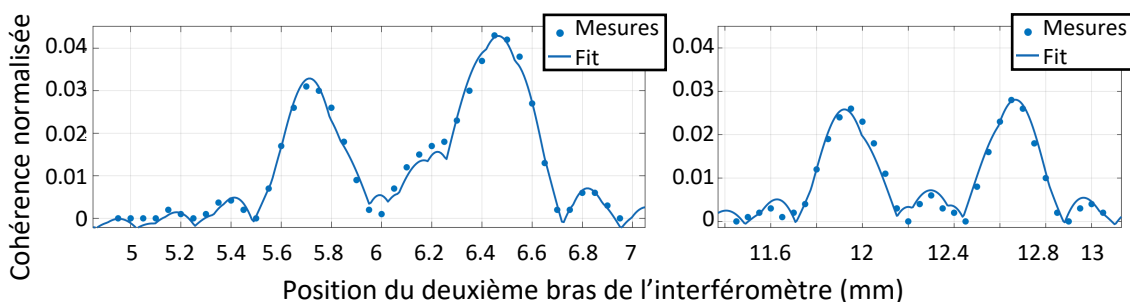


FIGURE 3.12 – Ajustements des mesures de cohérence moyenne en fonction du retard du deuxième bras de l'interféromètre. Points : mesures. Trait plein : fit sinus cardinal

Lien avec les différences de vitesses de groupe

Il est possible à partir des mesures de cohérence de remonter au retard qui s'est

accumulé entre chaque mode de propagation. Pour cela, Les maxima ont été mesurés pour les positions $\delta = 0$ mm, $\delta = 5.7$ mm, $\delta = 6.2$ mm , $\delta = 6.45$ mm, $\delta = 12$ mm et $\delta = 12.7$ mm.

Chacune des positions correspond à un retard entre deux modes particuliers, qui a été compensé par la translation du deuxième bras de l'interféromètre. Les paquets d'ondes correspondant à chaque mode se recouvrent alors et des interférences sont observées. Afin de savoir à quelle paire de modes appartiennent ces sinus cardinaux, il faut s'intéresser à la vitesse de propagation de chaque mode dans la fibre. A partir des valeurs de DGD de la fibre indiquées dans le tableau 3.5, il est possible de calculer le retard théorique entre deux modes 1 et 2 :

$$\tau_{1,2} = DGD_{1,2} \times L_{fibre} \quad (3.13)$$

où $DGD_{1,2}$ est le retard théorique de propagation entre deux modes 1 et 2, L_{fibre} la longueur de la fibre.

Ce retard est également lié à la position du deuxième bras de l'interféromètre par la formule 3.2. La valeur de DGD entre deux modes 1 et 2 peut donc s'écrire

$$DGD_{1,2} = \frac{2\delta_{1,2}}{L_{fibre}c} \quad (3.14)$$

où $\delta_{1,2}$ est la position permettant d'avoir l'interférence entre les modes 1 et 2, L_{fibre} la longueur de la fibre et c la vitesse de la lumière.

Les tableau 3.13 et 3.14 donnent respectivement les positions mesurées et théoriques $\delta_{i,j}$ du miroir de l'interféromètre (en mm) auxquelles sont associées l'observation d'interférences entre deux modes i et j . En s'appuyant sur les données fabricant des DGD, une estimation plus précise de la longueur de la fibre peut alors être réalisée (équation 3.14) de façon à obtenir le meilleur accord possible entre les valeurs théoriques et les valeurs mesurées. Nous obtenons une longueur de fibre de $L_{fibre} = 10$ m.

	LP01	LP11	LP21	LP02
LP01	0	6.45	12.7	12
LP11		0	6.2	5.7
LP21			0	//
LP02				0

FIGURE 3.13 – Positions mesurées du deuxième bras de l'interféromètre qui conduisent à l'observation de l'interférence entre deux modes

	LP01	LP11	LP21	LP02
LP01	0	6.6	12.8	11.7
LP11		0	6.15	5.1
LP21			0	1.05
LP02				0

FIGURE 3.14 – Positions théoriques du deuxième bras de l'interféromètre qui conduisent à l'observation de l'interférence entre deux modes pour une fibre de longueur $L_{fibre} = 10$ m

La position pour laquelle les modes $LP21$ et $LP02$ interfèrent n'a pas pu être mesurée car trop proche de la position $\delta = 0$ (où tous les modes interfèrent). Il sera vu dans la partie suivante qu'il est néanmoins possible d'obtenir une valeur de δ correspondant à cet état d'interférence en étudiant le taux de modulation de la figure d'interférence.

3.2.3 Étude de la figure d'interférence

Cette partie se concentre non plus sur le degré de cohérence moyen du faisceau mais sur la distribution transverse de la figure d'interférence associée à chaque retard. Les valeurs de positions δ correspondant aux différents interférogrammes ont été mesurées dans la partie précédente, sur la figure 3.11. Pour chacune de ces positions, la valeur absolue et l'argument du taux de modulation ont été extraits. La figure 3.15 répertorie les différents interférogrammes qui apparaissent pour les différentes positions δ identifiées dans le tableau 3.14 et la valeur absolue de leur taux de modulation associée (qui correspond au contraste des franges). La dernière ligne de la figure 3.15 correspond au taux de modulation théorique pour chaque état d'interférence.

Pour vérifier quels modes interfèrent pour une position du deuxième bras de l'interféromètre donné, il faut se reporter au tableau des retards entre modes. Mais il est déjà possible de deviner quels modes interfèrent deux à deux simplement en regardant les figures d'interférence. En effet, la figure d'interférence entre deux modes est proportionnelle au produit en amplitude de ces deux modes.

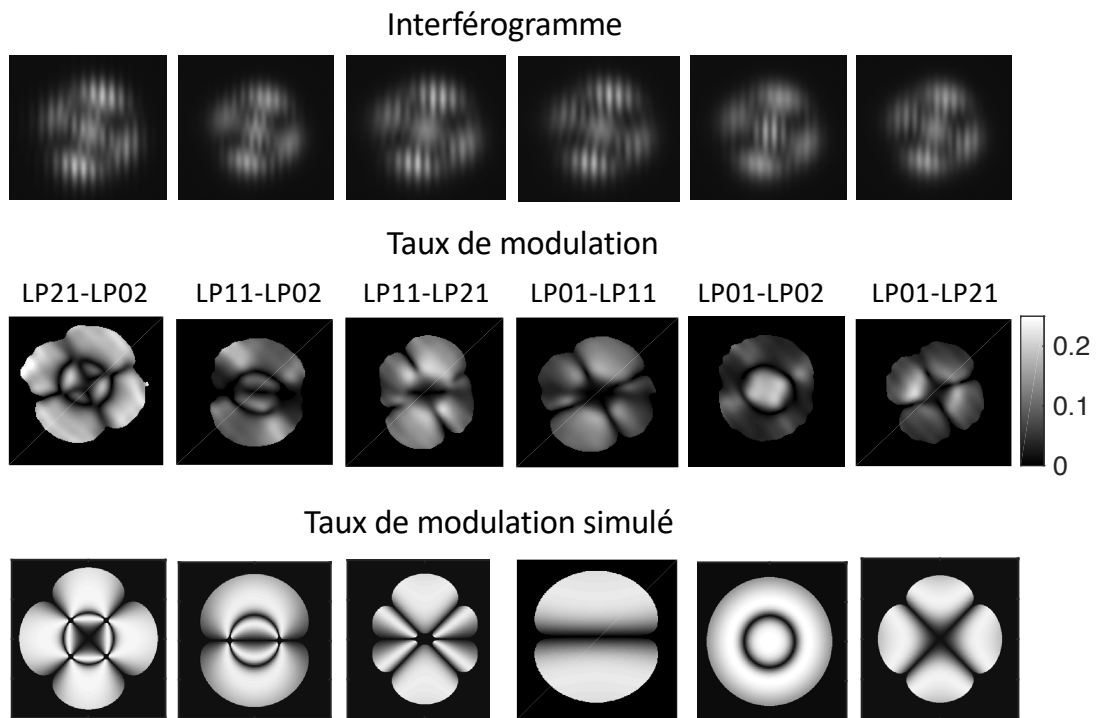


FIGURE 3.15 – Figures d’interférences associées à l’interférence entre deux modes de la fibre, aux différents retards τ de l’interféromètre, taux de modulation extraits à partir de ces figures et taux de modulation théoriques associés

Globalement, les taux de modulation mesurés correspondent bien à ceux calculés théoriquement, à l’exception de l’interférence entre les modes LP01 et LP11. Pour ce cas particulier, en effet, le sinus cardinal correspondant à l’interférence de ces deux modes (figure 3.11) est mal résolu et se mélange avec le sinus cardinal correspondant à l’interférence entre LP11 et LP21.

La mesure du taux de modulation pour les modes LP21 et LP02, quant à elle, a été réalisée pour une position de l’interféromètre $\delta_{LP21,LP02} = 0.7$ mm. Il est possible de distinguer nettement l’interférence entre les modes LP21 et LP02. La proximité avec l’état d’interférence à retard nul rehausse l’intensité du taux de modulation mesuré, mais sa forme n’est pas modifiée.

Il est également possible de récupérer une mesure de la phase relative de la figure d’interférence. Les arguments du taux de modulation sont affichés sur la figure 3.16 et correspondent aux déphasages des franges d’interférences les unes par rapport aux autres. De la même manière que pour la valeur absolue du taux de modulation, ces valeurs concordent avec les simulations, à l’exception du cas LP01-LP11 du fait de sa proximité avec l’interférence entre les modes LP11 et LP21.

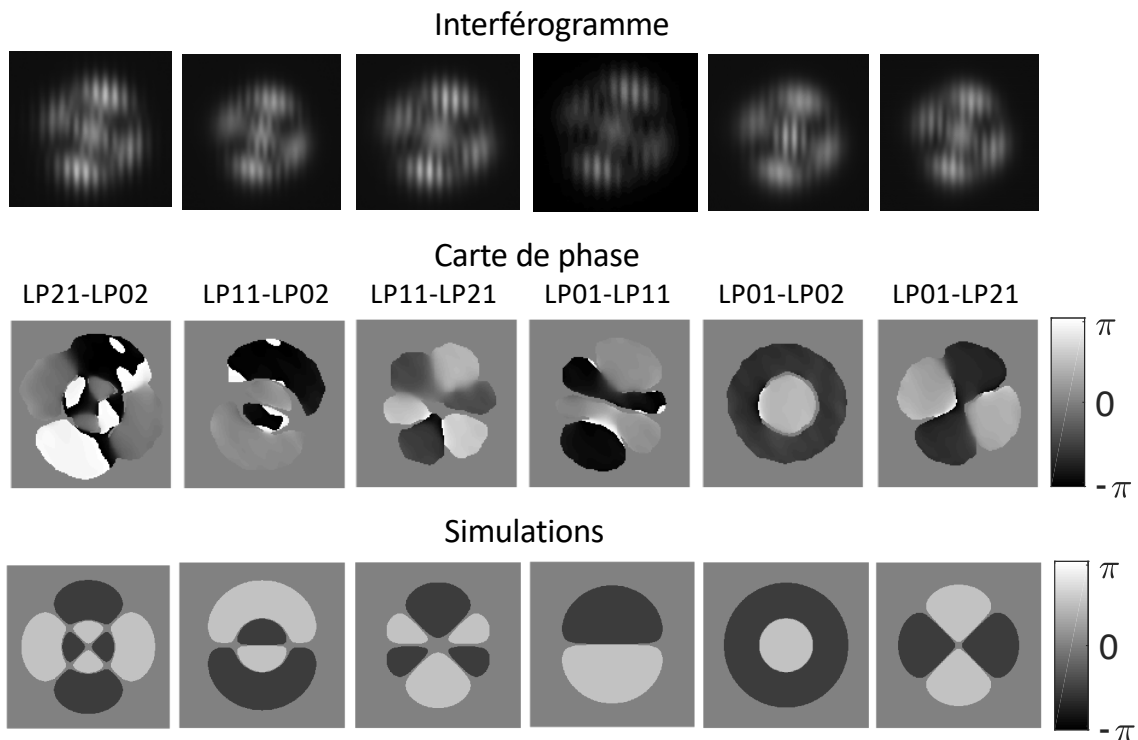


FIGURE 3.16 – Figures d’interférence associées à l’interférence entre deux modes de la fibre, aux différents retards τ de l’interféromètre, matrices de phase extraites à partir de ces mesures et matrices de phase théoriques associées

A partir des deux informations que sont le taux de modulation et la phase de la figure, il est possible de générer le masque de phase correspondant à la figure d’interférence.

3.3 Modification de la cohérence par mélange à deux ondes

L’utilisation combinée d’une source large bande et d’un filtre spectral permet d’obtenir un champ de longueur de cohérence contrôlable. La fibre multimode permet d’ajouter une diversité spatio-temporelle grâce à l’excitation de modes transverses caractérisés par des vitesses de groupe différentes. Les informations spatio-temporelles résultantes à la sortie de la fibre ne sont pas cohérentes entre elles. Le rôle de l’interféromètre est alors de révéler des propriétés de cohérence entre deux états spatio-temporels, ceci en compensant le retard qui a été introduit pendant la propagation dans la fibre. Il est ainsi possible d’enregistrer sur la caméra un état de cohérence spatio-temporel particulier qu’il sera possible de modifier par la suite à travers l’expérience de mélange à deux ondes.

Cette section va justement s’intéresser à l’évolution d’un signal multimode, partiellement cohérent, après le mélange à deux ondes.

Tout d’abord, l’approche mathématique qui a servi de base aux modélisations informatiques de cette expérience va d’abord être exposée. Dans le cadre de cette étude,

plusieurs propositions de masques de phases seront présentées et comparées. Deux régimes de fonctionnement ont été distingués pour étudier la diffraction à travers ces masques de phase. Le premier se concentre sur l'étude de la diffraction d'un seul faisceau sur le SLM. Le deuxième va étudier l'expérience de mélange à deux ondes, lorsque les deux faisceaux qui ont créé le masque de phase se diffractent simultanément sur le SLM. Ces deux faisceaux sont retardés afin d'avoir une relation de cohérence mutuelle particulière. L'apport d'une telle configuration par rapport à la situation de la diffraction d'un seul faisceau sera discuté.

3.3.1 Équations de mélange à deux ondes spatio-temporelles

Cette section présente le développement mathématique des équations de mélange à deux ondes accompagnant les simulations réalisées dans le cadre de ce chapitre. Une modélisation simple sur la modification des propriétés de cohérence mutuelle par mélange à deux ondes a été développée afin d'illustrer l'évolution d'un signal composé de plusieurs paquets d'ondes temporels. La largeur du paquet d'onde est modélisée simplement par une impulsion temporelle $e(t)$ gaussienne. Afin de simplifier les équations, nous allons considérer dans cette partie que les gaussiennes temporelles sont très fines devant les retards τ_i entre modes et que pour deux modes i et j donnés différents $\langle e(t + \tau_i)e(t + \tau_j) \rangle = 0$. Cette condition est vérifiée si le retard relatif entre les modes est plus grand que le temps de cohérence de la source. Les champs $E_{1,in}$ et $E_{2,in}$ issus des deux bras de l'interféromètre s'écrivent :

$$\begin{cases} E_{1,in}(\mathbf{r}, t) = A_1(\mathbf{r}, t)e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} \\ E_{2,in}(\mathbf{r}, t + \tau) = A_2(\mathbf{r}, t + \tau)e^{i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}} \end{cases} \quad (3.15)$$

avec :

$$\begin{cases} A_1(\mathbf{r}, t) = \sqrt{\rho} \sum_i a_i \phi_i(r) e(t + \tau_i) \\ A_2(\mathbf{r}, t + \tau) = \sqrt{1 - \rho} \sum_i a_i \phi_i(r) e(t + \tau_i + \tau) \end{cases} \quad (3.16)$$

Le paramètre τ est le retard introduit par le deuxième bras de l'interféromètre.

Figure d'interférence

La figure d'interférence est donnée par la formule 3.6. On suppose par ailleurs que le retard τ coïncide avec la différence de retard de groupes entre deux modes transverses ϕ_1 et ϕ_2 , de sorte que le terme d'interférence se réduit à un seul terme :

$$I_{Interf}(r) = \sum_i |a_i \phi_i(r)|^2 + 2Re \left(a_1 a_2^* \sqrt{\rho(1 - \rho)} \phi_1(r) \phi_2(r)^* \right) \cos(\vec{\Delta k} \cdot \vec{r}) \quad (3.17)$$

$$I_{Interf}(r) = \sum_i |a_i \phi_i(r)|^2 \left(1 + \frac{2Re \left(a_1 a_2^* \sqrt{\rho(1 - \rho)} \phi_1(r) \phi_2(r)^* \right)}{\sum_i |a_i \phi_i(r)|^2} \cos(\vec{\Delta k} \cdot \vec{r}) \right) \quad (3.18)$$

Mélange à deux ondes

Par la suite, nous allons étudier l'évolution de la distribution d'intensité en sortie des deux voies de diffraction principales du mélange à deux ondes. Le masque de phase affiché sur le SLM est noté $m(r)$ et plusieurs possibilités pour ce terme seront étudiées dans la suite. Il s'agit ici de présenter la forme générale des équations qui ont été utilisées comme base de réflexion pour développer le modèle numérique de l'expérience de mélange à deux ondes.

L'intensité recueillie dans chacune de ces deux voies s'écrit (équation 2.8) :

$$\begin{cases} I_1(\mathbf{r}, t) = \langle | A_1(\mathbf{r}, t) J_0\left(\frac{\Gamma}{2}m(r)\right) + ie^{-i\phi} A_2(\mathbf{r}, t + \tau) J_1\left(\frac{\Gamma}{2}m(r)\right) |^2 \rangle \\ I_2(\mathbf{r}, t) = \langle | A_2(\mathbf{r}, t + \tau) J_0\left(\frac{\Gamma}{2}m(r)\right) + ie^{i\phi} A_1(\mathbf{r}, t) J_1\left(\frac{\Gamma}{2}m(r)\right) |^2 \rangle \end{cases} \quad (3.19)$$

$$\begin{cases} I_1(\mathbf{r}, t) = \langle | A_1(\mathbf{r}, t) |^2 \rangle J_0\left(\frac{\Gamma}{2}m(r)\right)^2 + \langle | A_2(\mathbf{r}, t + \tau) |^2 \rangle J_1\left(\frac{\Gamma}{2}m(r)\right)^2 \\ \quad + \left\langle 2Re\left(ie^{-i\phi} A_1(\mathbf{r}, t) A_2(\mathbf{r}, t + \tau)^* J_0\left(\frac{\Gamma}{2}m(r)\right) J_1\left(\frac{\Gamma}{2}m(r)\right)\right) \right\rangle \\ I_2(\mathbf{r}, t) = \langle | A_2(\mathbf{r}, t + \tau) |^2 \rangle J_0\left(\frac{\Gamma}{2}m(r)\right)^2 + \langle | A_1(\mathbf{r}, t) |^2 \rangle J_1\left(\frac{\Gamma}{2}m(r)\right)^2 \\ \quad + \left\langle 2Re\left(ie^{i\phi} A_1(\mathbf{r}, t) A_2(\mathbf{r}, t + \tau)^* J_0\left(\frac{\Gamma}{2}m(r)\right) J_1\left(\frac{\Gamma}{2}m(r)\right)\right) \right\rangle \end{cases} \quad (3.20)$$

Cette écriture permet d'isoler les contributions provenant de la diffraction de chaque faisceau seul. Il est possible d'isoler les termes de diffraction d'ordre 0 et d'ordre 1 d'un des faisceaux. La distribution d'intensité pour chaque ordre de diffraction vaut :

$$\begin{cases} \text{Ordre0}(\mathbf{r}, t) = \langle | A_1(\mathbf{r}, t) |^2 \rangle J_0\left(\frac{\Gamma}{2}m(r)\right)^2 \\ \text{Ordre1}(\mathbf{r}, t) = \langle | A_1(\mathbf{r}, t) |^2 \rangle J_1\left(\frac{\Gamma}{2}m(r)\right)^2 \end{cases} \quad (3.21)$$

3.3.2 Masques de phase utilisés

L'expérience de mélange à deux ondes est étudiée pour deux états d'interférence : Celui de l'interférence entre les modes LP01 et LP02 et celui de l'interférence entre les modes LP01 et LP21. Pour chacun de ces cas, le taux de modulation et la matrice de phase ont été récupérés et sont affichés sur la figure 3.17.

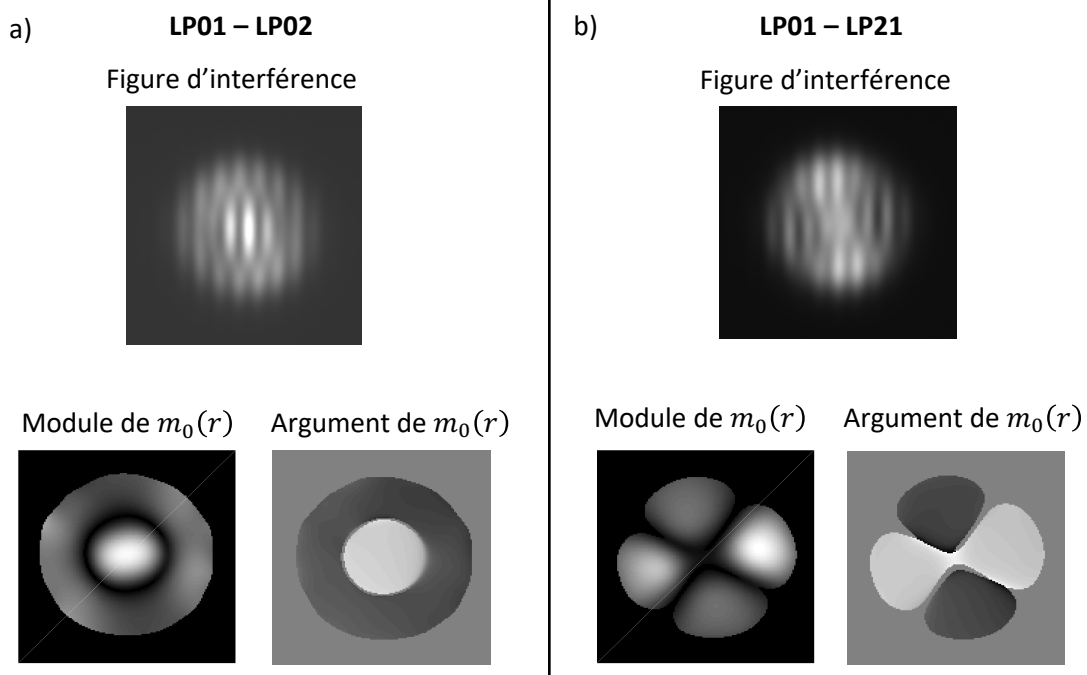


FIGURE 3.17 – A gauche : Interférences entre les modes LP01 et LP02, taux de modulation et matrice de phase associées. A droite : Interférences entre les modes LP01 et LP21, taux de modulation et matrice de phase associées.

Pour étudier le mélange à deux ondes, dans chacun de ces cas, deux masques de phases possibles ont été proposés. Les masques de phases dans le cas des modes LP01 et LP21 sont affichés sur la figure 3.18. Ils sont créés à partir des matrices correspondant aux ordres 0 (signal continu) et 1 (signal modulé) dont il a été question dans la partie 3.2.1. Les deux propositions de masque de phase sont reliées aux propriétés de cohérence du faisceau.

- Le premier correspond exactement au rapport entre le signal modulé et le signal continu. Son amplitude correspond au taux de modulation affiché sur la figure 3.17.

$$m(r) = \frac{2\text{Re}(a_1\phi_1(r) \times a_2\phi_2(r)^*)}{\sum_i |a_i\phi_i(r)|^2} \quad (3.22)$$

Comme on peut le voir sur la figure 3.18, le taux de modulation se décompose suivant quatre lobes possédant des franges d'interférence. Pour un lobe donné, le contraste est constant. Mais ce contraste varie d'un lobe à l'autre. Ainsi, les deux lobes du haut et du bas sur cette figure sont moins contrastés que ceux de gauche et de droite.

- Le second ne s'intéresse qu'à l'amplitude de modulation normalisée par le max en intensité. L'amplitude correspond à l'ordre 1.

$$m(r) = \frac{2\text{Re}(a_1\phi_1(r) \times a_2\phi_2(r)^*)}{\max(a_1\phi_1(r) \times a_2\phi_2(r)^*)} \quad (3.23)$$

Contrairement au cas précédent, tous les lobes de la figure possèdent le même contraste maximal. Mais pour un lobe donné, ce contraste varie spatialement.

Il est plus fort au centre du lobe que sur les bords. Il suit les variations d'amplitude du champ. La modification de champ qui en résultera sera différente.

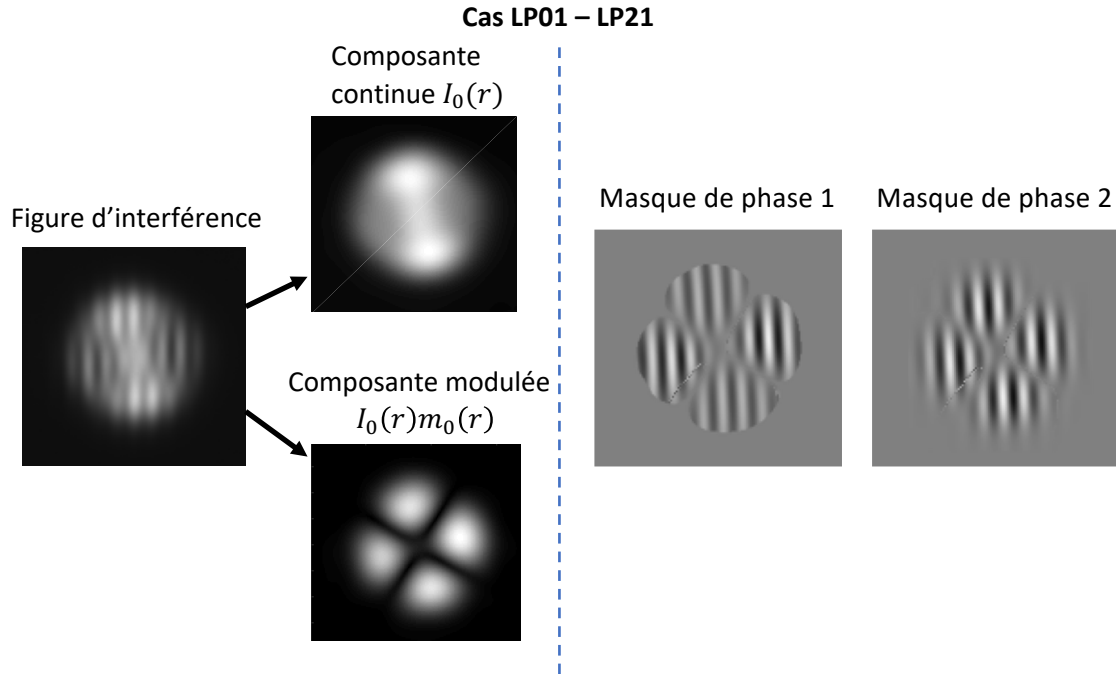


FIGURE 3.18 – Signal continu et signal modulé récupérés à partir de la figure d'interférence entre les modes LP01 et LP21. Création de deux masque de phases : Le premier étant le rapport entre la modulation et le continu. Le deuxième étant uniquement la modulation, normalisée. Les déphasages de la figure d'interférence sont conservés pour les masques de phase

La phase relative des franges pour ces deux masques (affichés sur la figure 3.17) est contenue dans l'argument de $m(r)$ et vaut : $\arg(\phi_1 \times \phi_2^*)$ En conséquence, le masque de phase utilisé s'écrit sous la forme suivante :

$$t(r) = e^{i\frac{\Gamma}{2}m(r)\cos(\vec{\Delta k} \cdot \vec{r} + \phi)} \quad (3.24)$$

Le paramètre ϕ (à ne pas confondre avec les $\phi_i(r)$ qui correspond à un profil transverse) est ajouté numériquement et correspond au déphasage entre le réseau appliqué au SLM et la figure d'interférence créée par les deux faisceaux incidents.

La façon dont est modifiée le signal dans l'expérience de mélange à deux ondes dépend du masque de phase utilisé, et le but est de voir à quel point cette modification est différente d'un masque de phase à l'autre.

Il faut noter par ailleurs que le déphasage relatif ϕ entre les franges de la figure d'interférence est toujours le même. Il faut donc s'attendre à ce que les effets de transfert d'énergie en configuration de mélange à deux ondes s'observent toujours en amplifiant le même faisceau, quelque soit la zone spatiale étudiée. Par contre, le contraste variant localement, les efficacités de transfert d'énergie varieront localement elles aussi.

3.3.3 Expérience de mélange à deux ondes

Le but de cette section est d'étudier une situation de transfert d'énergie avec un faisceau multimode où le masque de phase est directement relié aux propriétés de cohérence mutuelle du faisceau. Deux situations sont étudiées. La première s'intéresse à l'évolution d'un faisceau unique se diffractant sur le réseau de phase appliqué sur le SLM, et la seconde étudie le cas de l'expérience de mélange à deux ondes à proprement parlé.

Toutes les mesures ont été comparées à des simulations réalisées sur Matlab. Le poids de chaque mode se propageant dans la fibre est a priori inconnu, ces derniers ont été choisis de façon à obtenir une allure du faisceau la plus proche de l'allure expérimentalement observée à la caméra. Comme illustration, la figure 3.19 présente le champs utilisé pour les mesures en sortie de fibre et celui simulé. Les poids utilisés pour la simulation sont :

LP01	LP11	LP21	LP02
0.6	1	0.8	0.5



FIGURE 3.19 – Profil du faisceau à la sortie de la fibre, et simulations visant à modéliser de faisceau

Le cas particulier de l'interférence entre les modes LP01 et LP02 est étudié. L'objectif de cette étude est d'une part de montrer qu'il est possible de manipuler les distributions spatiales du faisceau selon ses propriétés de cohérence mutuelles, et d'autre part de comparer différentes propositions de traitement de l'interférogramme. Dans le cas des modes LP01 et LP02, la figure d'interférence présente une symétrie de révolution. Par ailleurs, deux zones se distinguent : la zone centrale, de plus fort contraste, et le contour, de contraste moindre, qui sont séparés par un saut de phase de π (voir figure 3.17.a). L'étude des propriétés de la figure d'interférence permet de générer les deux masques de phase affichés sur la figure 3.20.

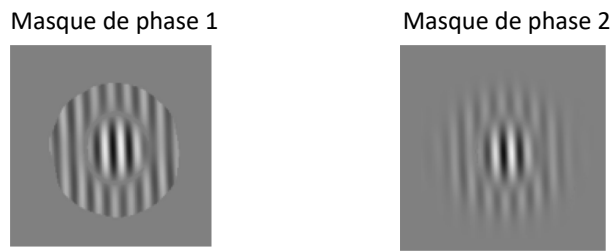


FIGURE 3.20 – Masques de phase utilisés pour l’expérience dans le cas d’interférence entre LP01 et LP02

Le champ incident sur le SLM va se diffracter différemment selon qu’on utilise le premier ou le deuxième masque de phase. Donc, les propriétés de cohérence spatio-temporelle ne seront pas modifiées de la même manière.

Pour les deux figures, les déphasages relatifs pour les deux masques de phase ont été choisis comme étant les mêmes que ceux de la figure d’interférence. En l’occurrence, dans le cas des interférences entre LP01 et LP02, la zone centrale du masque de phase présente un déphasage de π par rapport au contour. Ces sauts de phase correspondent bien à ceux observés sur l’interférogramme qui a servi de base pour la création des masques. En conséquence, le déphasage introduit en décalant les franges d’interférences sera le même sur toute la figure. Le transfert d’énergie se fera toujours dans la même direction, quelque soit la zone de l’espace étudiée. Cela permet de pouvoir se concentrer uniquement sur les modifications du champs en fonction du contraste du masque.

Régime de diffraction à un seul faisceau

Une première étude a été réalisée sur l’évolution des ordres de diffraction en l’absence de transfert d’énergie. Après avoir préalablement enregistré l’interférogramme, un des bras de l’interféromètre est coupé. Étudier la diffraction d’un seul faisceau présente plusieurs intérêts. D’un point de vue pratique, cette étude permet d’aligner au mieux le masque de phase et les faisceaux incidents, en optimisant la diffraction. Elle permet également de faire une première vérification de l’accord avec le programme de simulation. Par ailleurs, chaque ordre de diffraction est régi par une fonction de Bessel différente et il en découle une modification spatiale particulière. Il est possible d’analyser séparément les termes qui ont été isolés dans l’équation 3.21, et ainsi d’étudier la modification spatiale des faisceaux en l’absence de mélange à deux ondes. Il faut avoir à l’esprit que ces deux ordres de diffraction provenant de chacun des faisceaux et se superposant lors de l’expérience de mélange à deux ondes vont interférer entre eux .

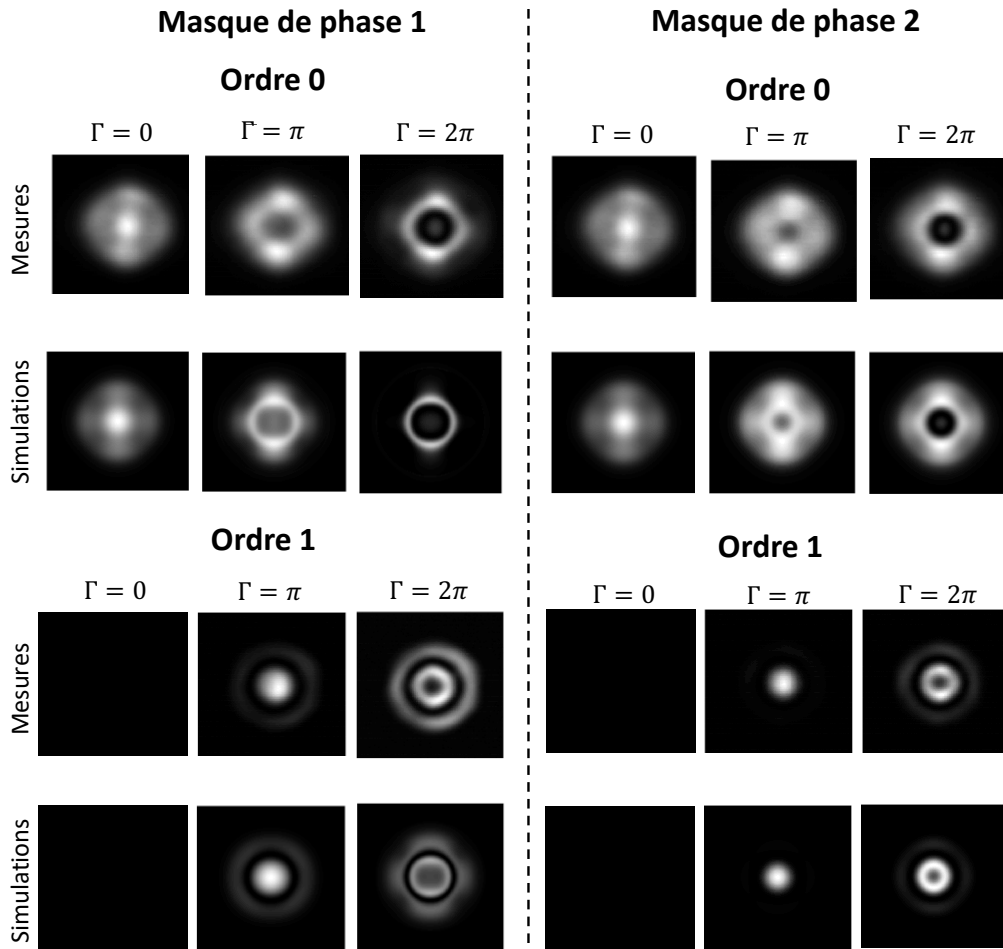


FIGURE 3.21 – Profil d'un faisceau après diffraction sur le SLM. Un seul faisceau se diffracte et les ordres 0 et 1 de diffraction sont récupérés. Les masques de phase utilisés sont ceux de la figure 3.20

La figure 3.21 présente l'évolution des ordres 0 et 1 de diffraction pour les deux masques de phase considérés. En comparant les modifications liées à chaque masque, on peut observer que le contour du faisceau est mieux diffracté dans le cas du masque de phase 1 que dans le cas du masque de phase 2. Ceci est particulièrement visible pour $\Gamma = 2\pi$ avec l'apparition d'un deuxième anneau lumineux au niveau de l'ordre 1 de diffraction correspondant au rebond de la fonction de Bessel d'ordre 1.

Pour les deux masques, on observe dans l'ordre 1 de diffraction une intensité non nulle au centre qui correspond à la partie du faisceau incident dont le degré de cohérence mutuelle est le plus élevé. Mais dans le cas du masque 2, pour $\Gamma = \pi$, le faisceau semble comporter une unique tache centrale contrairement au cas du masque 1, qui présente un deuxième anneau. En réalité les deux figures comportent un anneau, mais dans le cas du masque 2, cet anneau est de très faible intensité. En effet, pour le masque 2 le contraste du masque de phase sur le bord du faisceau est plus faible que dans le cas du masque 1 et donc l'efficacité de diffraction y est plus faible.

L'évolution de l'intensité pour un point au centre du faisceau et un point sur le bord du faisceau a été affichée dans la figure 3.22. On remarque que l'intensité au

centre du faisceau évolue plus rapidement que celle en bord de faisceau. En effet, le contraste maximal (que l'on obtient pour $\Gamma = 2\pi$) est plus fort au centre qu'en bord de faisceau.

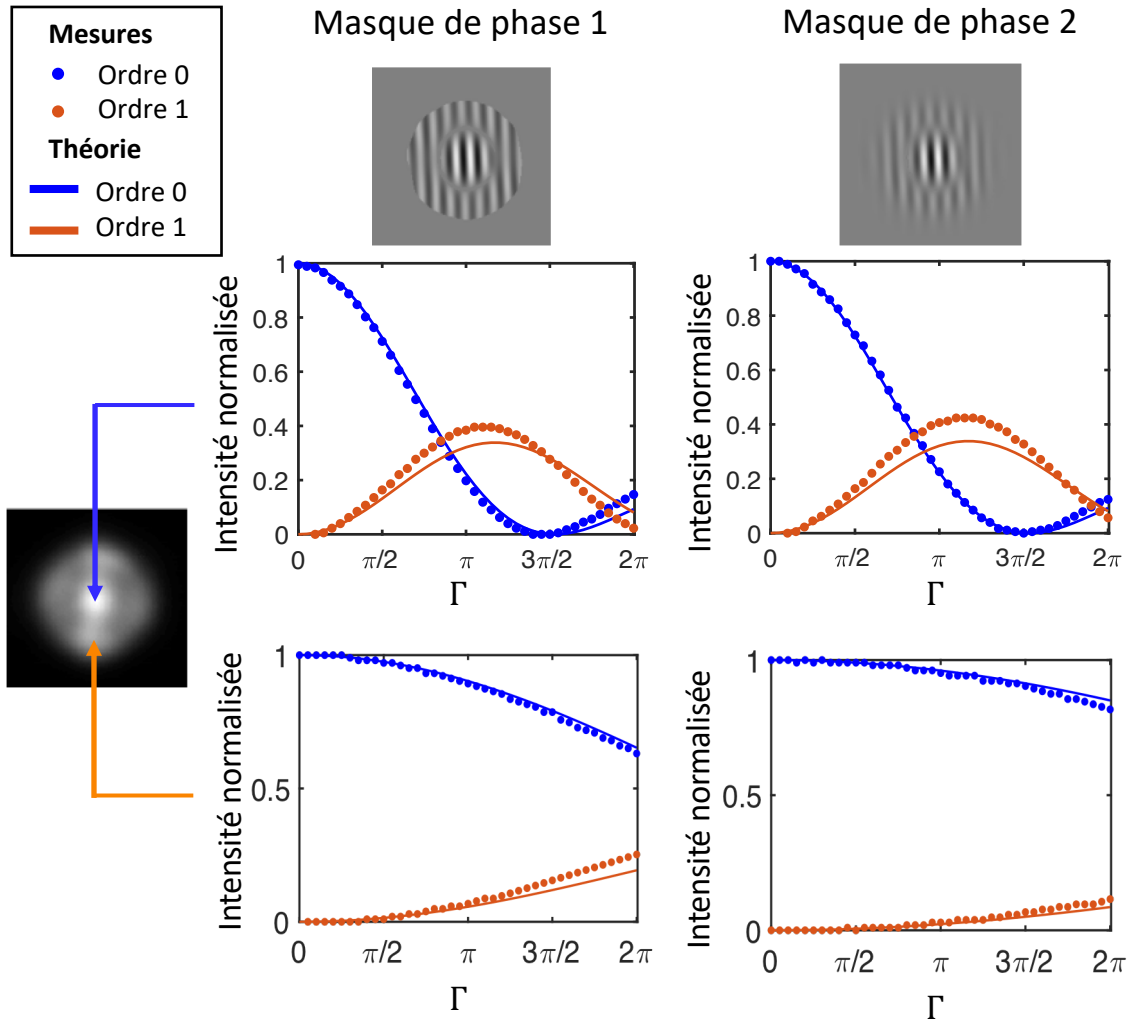


FIGURE 3.22 – Evolution des ordre 0 et 1 en fonction de Γ , pour deux zones du faisceau

Mélange à deux ondes

L'étude du transfert d'énergie et de la modification des champs est réalisée dans le cadre des interférences entre LP01 et LP02.

Les voies 1 et 2 à la sortie du mélange à deux ondes sont récupérées sur la caméra. Nous considérons pour cette étude uniquement la voie 1. La figure 3.23 affiche la modification de l'intensité dans cette voie pour différentes valeurs de gain Γ dans les cas $\phi = 0$ (pas de transfert d'énergie), $\phi = \pi/2$ (transfert d'énergie positif) et $\phi = -\pi/2$ (transfert d'énergie négatif), et ce pour les deux masques de phase présentés précédemment. Sont affichés sur cette figure les résultats provenant des mesures expérimentales, mis en regard avec les simulations réalisées sur Matlab.

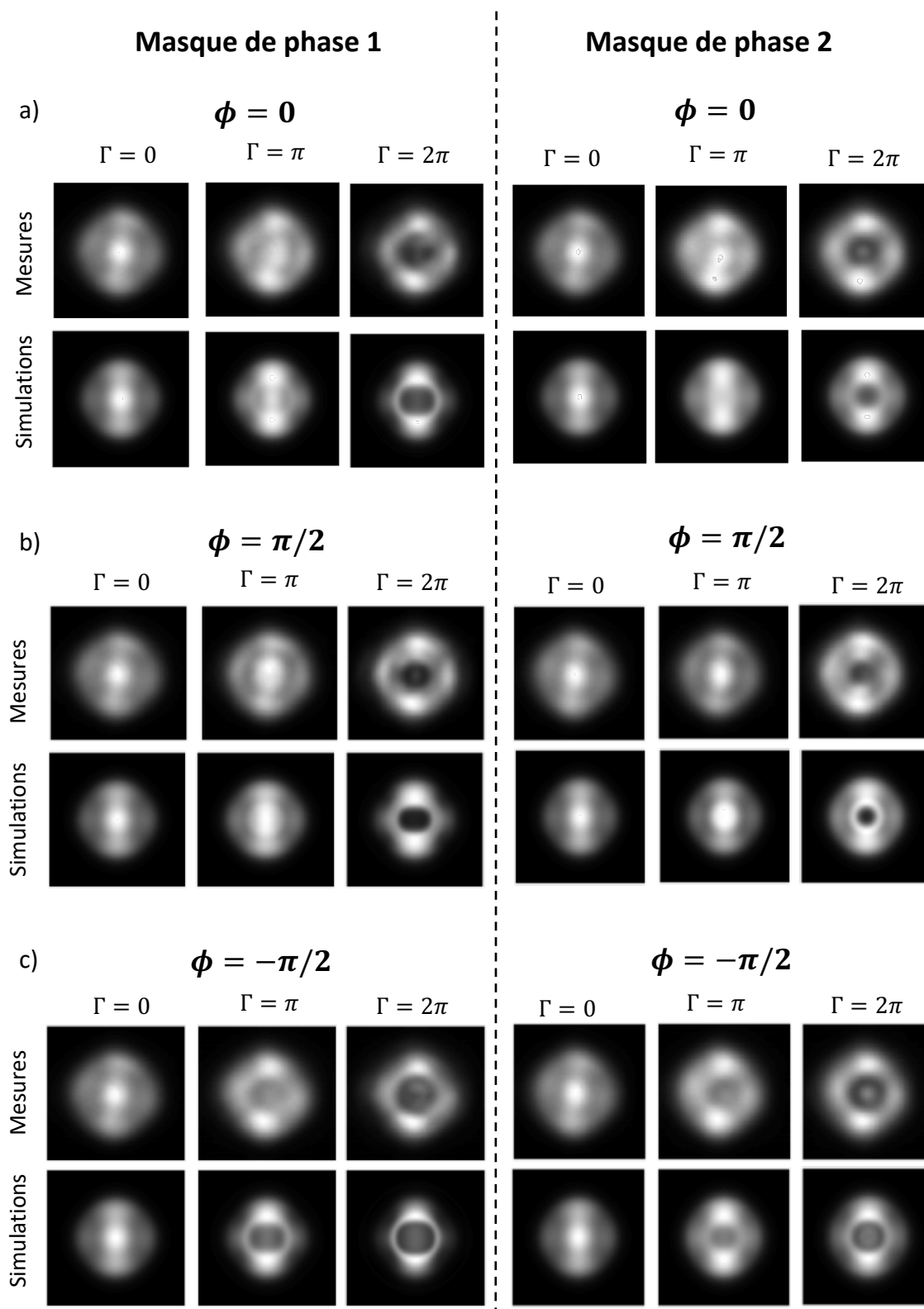


FIGURE 3.23 – Profil du faisceau dans la voie 1 après le mélange à deux ondes pour différentes valeurs de Γ dans la voie 1 pour $\phi = \pi/2$ (amplification) et $\phi = -\pi/2$ (atténuation). Les masques de phase utilisés sont ceux de la figure 3.20

Afin de voir nettement les modifications spatiales du champ, l'échelle en niveau de gris des images a été ajustée d'une valeur de Γ à l'autre. Sans cet ajustement, le champ dans la voie atténuée ($\phi = -\pi/2$) serait trop sombre pour pouvoir être visualisé correctement. Les images sont donc renormalisées pour chaque valeur de Γ sur la valeur maximale d'intensité du profil simulé. L'analyse de ces figures ne peut être que qualitative.

Tout d'abord il faut noter que qualitativement les résultats de mélange à deux ondes mesurés sont cohérents avec les simulations. Les différences observées peuvent provenir du mauvais alignement des faisceaux, ou encore du fait que le champ utilisé pour les simulations n'est pas tout à fait le même que celui mesuré en réalité sur la caméra. Ensuite, l'efficacité de diffraction et les modifications transverses du champ dépendent à la fois du contraste, mais également du déphasage du réseau au travers du terme d'interférence entre deux ordres de diffraction qui se superposent. On peut voir que selon le déphasage ϕ choisi, les modifications engendrées sont différentes. Dans le cas $\phi = 0$ (figure 3.23.a), le champ est la somme incohérente des deux ordres de diffraction étudiés précédemment. Si l'on regarde à présent pour $\Gamma = \pi$ les profils transverses obtenus pour le cas $\phi = \pi/2$ (figure 3.23.b), la partie centrale du faisceau est diffractée efficacement tandis que dans le cas $\phi = -\pi/2$ (figure 3.23.c), on assiste à un évidement de la partie centrale du faisceau. Ces résultats montrent que le transfert d'énergie va amplifier certaines zones spatiales du faisceau au détriment des autres. Le contenu spatial correspondant à la partie centrale du faisceau sera par exemple renforcé pour $\phi = \pi/2$ tandis que le contenu spatial correspondant au contour du faisceau sera plutôt rehaussé pour $\phi = -\pi/2$. Il faut garder en tête lors de ces analyses que si la voie 1 est amplifiée, la voie 2 est atténuée et vice-versa. On observe donc bien que le mélange à deux ondes apporte des modifications sur le contenu spatial du faisceau.

Par ailleurs, pour des valeurs de Γ et ϕ fixées, les deux masques de phases n'introduisent pas les mêmes modifications du profil transverse du champ. Ceci est particulièrement visible lorsque l'on compare les mesures réalisées pour $\Gamma = 2\pi$. Le choix du masque de phase a une influence sur la modification du champ en sortie du mélange à deux ondes.

La figure 3.23 ne permet de faire qu'une étude qualitative du signal du fait des changements d'échelle d'une valeur de Γ à l'autre. Une étude quantitative du transfert d'énergie est menée conjointement à ces résultats.

Les figures 3.24 et 3.25 s'intéressent au premier masque de phase. Sur la figure 3.24, l'évolution de l'efficacité de diffraction au centre du faisceau à la sortie du mélange à deux ondes a été tracée en fonction de Γ pour diverses valeurs de déphasage ϕ . Les simulations correspondantes sont affichées à droite sur ces figures et montrent bien qualitativement une similitude avec les courbes mesurées. Les valeurs de déphasage et les efficacités de transfert d'énergie correspondantes sont bien reproduites.

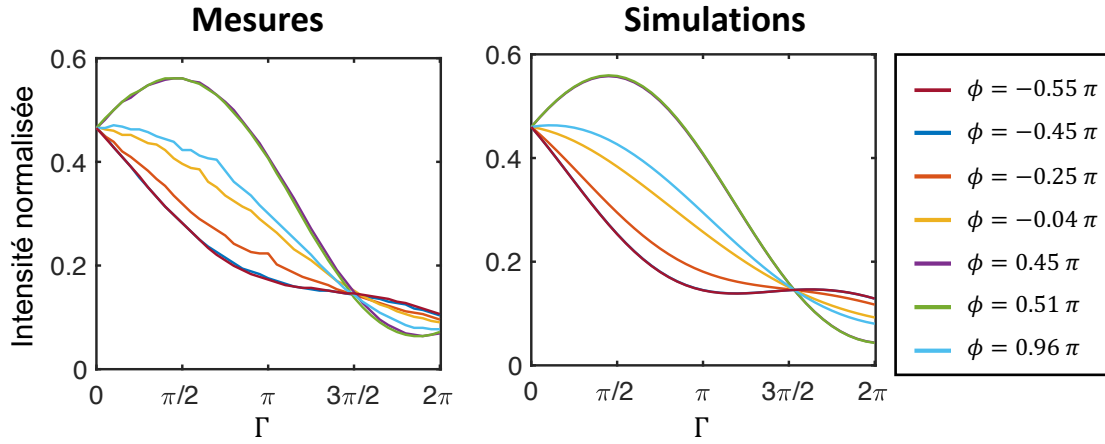


FIGURE 3.24 – Cas des interférences entre LP01 et LP02, masque de phase 1. Transfert d'énergie au centre du faisceau en fonction de Γ pour différentes valeurs de déphasage. Mesures à gauche et simulations à droite.

Des comparaisons entre les mesures et les simulations sont réalisées sur la figure 3.25 pour trois de ces mesures de ϕ , proches des valeurs particulières de déphasage $\pi/2$, $-\pi/2$ et 0. Les simulations sont en très bon accord avec les mesures réalisées.

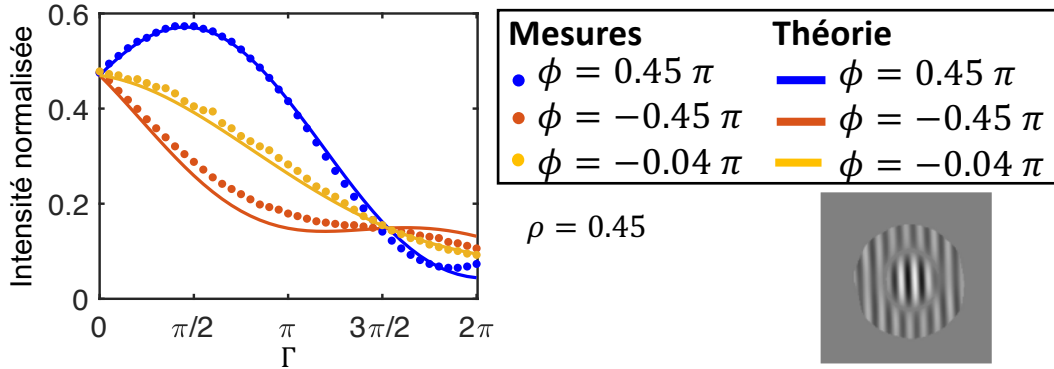


FIGURE 3.25 – Cas des interférences entre LP01 et LP02, masque de phase 1. Superposition entre mesures et simulations pour le transfert d'énergie au centre du faisceau. Mesures en fonction de Γ pour trois déphasages. Points : Mesures. Traits pleins : Simulations

Les mêmes mesures ont été réalisées pour le masque de phase 2 et sont affichées sur la figure 3.26. Comme pour le cas qui vient d'être étudié, les mesures et simulations sont en très bon accord. Cependant, un ajustement supplémentaire a dû être réalisé pour obtenir un bon accord, le facteur Γ a été corrigé d'un facteur 0.95.

$$\begin{aligned}
 I_1(\mathbf{r}, t) = & \rho \left(\sum_i |a_i \phi_i|^2 \right) J_0 \left(0.95 \frac{\Gamma}{2} m(r) \right)^2 + (1 - \rho) \left(\sum_i |a_i \phi_i|^2 \right) J_1 \left(0.95 \frac{\Gamma}{2} m(r) \right)^2 \\
 & + 2a_1 a_2 \sqrt{\rho(1 - \rho)} \phi_1(\mathbf{r}) \phi_2(\mathbf{r}) J_0 \left(0.95 \frac{\Gamma}{2} m(r) \right) J_1 \left(0.95 \frac{\Gamma}{2} m(r) \right) \sin(\phi)
 \end{aligned} \tag{3.25}$$

Cet ajustement suggère que le contraste des franges ne correspond pas exactement à celui attendu. En l'occurrence, comme les mesures sont réalisées au centre du faisceau, le contraste à ce point-ci est maximal et devrait varier entre 0 et 2π . En réalité, le contraste semble varier entre 0 et $0.95 * 2\pi$. Ceci peut s'expliquer simplement par une mauvaise superposition entre les deux champs incidents sur le SLM d'une part et le réseau affiché sur celui-ci d'autre part.

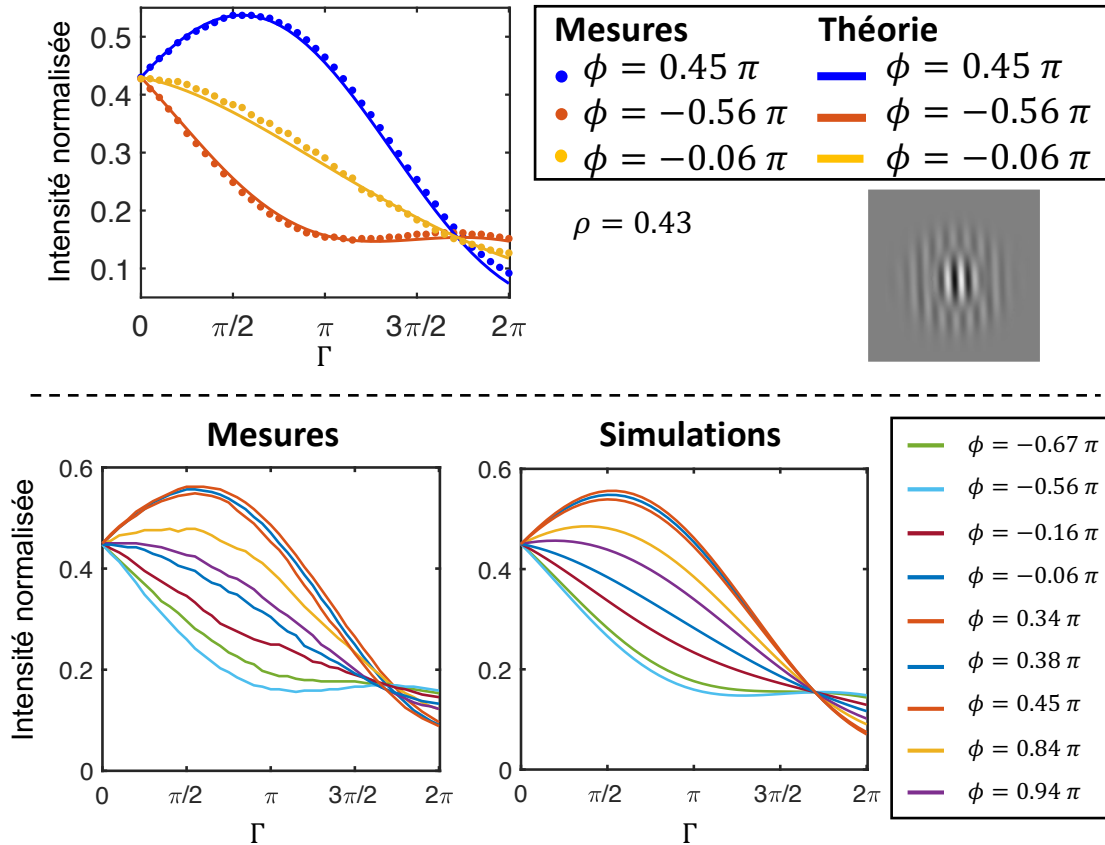


FIGURE 3.26 – Cas des interférences entre LP01 et LP02, masque de phase 2. Figure a : Superposition entre mesures et simulations pour le transfert d'énergie au centre du faisceau. Mesures en fonction de Γ pour trois déphasages. Points : Mesures. Traits pleins : Simulations. Figure b : Transfert d'énergie au centre du faisceau en fonction de Γ pour différentes valeurs de déphasage. Mesures à gauche et simulations à droite

Il serait également possible de s'intéresser au cas des interférences entre les modes LP01 et LP21. Contrairement au cas précédent des modes LP01 et LP02, dans le cas du masque de phase de type 2, tous les lobes exhibent le même contraste et l'efficacité du transfert d'énergie dans chacun des lobes est similaire. Le masque de phase ressemble à un trèfle à quatre feuilles et est composé de quatre lobes distincts modulés, où deux d'entre eux sont déphasés de π par rapport aux deux autres. Il pourrait être intéressant de modifier le déphasage des franges dans certains lobes, afin d'avoir différentes tendances de transfert d'énergie. Il serait possible d'imaginer une situation où le réseau de phase possède le même déphasage partout : pour deux

lobes, le transfert d'énergie se ferait alors d'une voie vers l'autre, tandis que pour les deux autres lobes le transfert d'énergie serait inversé.

De plus, dans le cas du masque de phase 1, deux lobes (ceux du haut et du bas sur la figure 3.17) présentent un contraste moindre que les deux autres (gauche et droite). Il y aura donc un transfert d'énergie moins efficace pour les deux premières zones. Les résultats de ces mesures n'ont pas été ajoutés à cette partie, car les analyses qui en découlent sont très similaires au cas LP01-LP02. Ces analyses sont développées dans l'annexe B (p.159).

Dérive de la phase

Lors de l'ajustement des courbes théoriques avec les mesures de transfert d'énergie réalisées, il a été remarqué que le paramètre ϕ trouvé n'était pas le même en tout point de la figure. En d'autres termes, la valeur permettant d'optimiser le transfert d'énergie variait localement. A priori, le masque de phase avait été choisi de façon à ce que le déphasage ϕ permettant d'optimiser le transfert d'énergie soit global à toute la figure. Une étude complémentaire a donc été menée.

Des mesures de l'efficacité de diffraction en fonction de ϕ ont alors été réalisées pour Γ fixé. La valeur de ϕ permettant d'optimiser le transfert d'énergie en chaque point du faisceau a été récupérée et est affichée sur la figure 3.27. Sur cette même figure, à droite, a été tracée l'évolution de l'intensité au centre du faisceau en fonction de ϕ pour la voie 1 de diffraction et pour $\Gamma = 0.6\pi$ (valeur pour laquelle l'efficacité de diffraction est maximale). L'efficacité de diffraction évolue bien sinusoidalement et le déphasage permettant d'optimiser le transfert d'énergie vaut 0.9π . Pour cette valeur, le déphasage introduit entre le réseau de phase et les franges de la figure d'interférence vaut $\pi/2$.

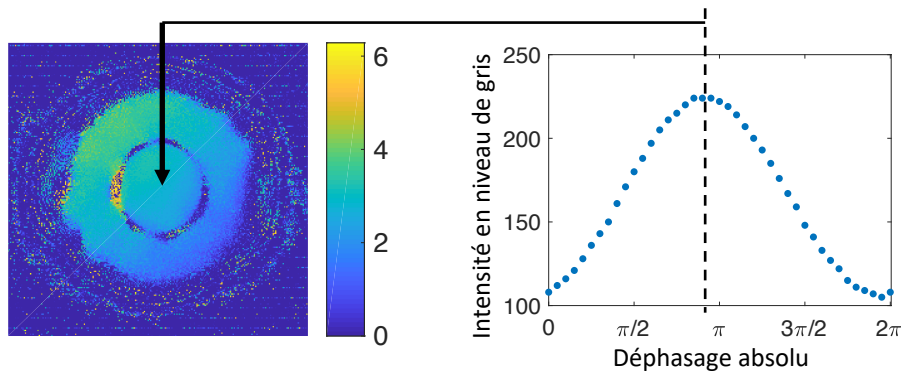


FIGURE 3.27 – Figure de gauche : Dérive de la phase mesurée en regardant le déphasage pour lequel l'intensité du faisceau est maximale

. Figure de droite : Mesure d'intensité au centre du faisceau en fonction du déphasage appliqué sur le masque de phase et pour $\Gamma = 0.6\pi$.

La phase ϕ a été étudiée ici dans le cas du masque de phase 1, mais des analyses similaires se retrouvent pour le masque de phase 2. De même, une dérive de la phase est présente pour les interférences entre les modes LP01 et LP21 (voir annexe).

Cette dérive de la valeur de la phase peut-être due à un mauvais alignement, une mauvaise mesure du pas des franges choisi pour le masque de phase, des distorsions de front d'onde différentes entre les deux faisceaux ou encore une non uniformité du SLM. Cette mesure est une correction à appliquer au masque de phase pour obtenir un transfert d'énergie optimisé sur toute la figure. L'axe des abscisses correspond à un déphasage absolu. Ce déphasage absolu est ensuite corrigé de façon à obtenir le maximum de transfert d'énergie pour $\phi = \pi/2$.

3.3.4 Conclusion

Cette partie étudie l'évolution des champs après diffraction par un masque de phase, dans le cas d'un signal multimode et partiellement cohérent. Le choix de la position de l'interféromètre fixe un lien de cohérence particulier entre deux modes transverses de la fibre, qui se manifeste par une figure d'interférence particulière sur la caméra. Cette figure est utilisée pour créer le masque de phase appliqué au SLM. En l'occurrence, pour un lien de cohérence donné, deux possibilités de masque de phase ont été sélectionnées. La diffraction du champs incident par ce réseau de phase est ensuite étudié.

Deux régimes ont été distingués : Une situation où un seul faisceau se diffracte sur le masque de phase et une situation où les deux faisceaux se diffractent. Ces deux situations conduisent à des modifications spatiales du signal. Dès lors, il est légitime de se demander quel est l'apport de la situation de mélange à deux ondes, par rapport à la situation où seul un signal se diffracte.

Dans toute cette partie, il n'a été question que de l'analyse spatiale du signal. L'effet de la largeur spectrale de la source n'a servi que pour la création du masque de phase et aucune étude sur les propriétés de cohérence temporelle n'a été avancée, dans la mesure où la caméra collecte une image moyennée sur son temps d'intégration.

La partie suivante présente une réflexion sur l'évolution non plus uniquement spatiale mais cette fois-ci spatio-temporelle des champs. Il y sera notamment étudié l'apport d'une configuration de type mélange à deux ondes par rapport au cas d'une diffraction simple sur un réseau de phase.

3.4 Filtrage du signal : Modification locale du profil et récupération d'information

Jusqu'à présent, il a été question de l'évolution purement spatiale du signal. Cette partie va s'intéresser à l'évolution sur un contenu temporel transporté par les modes de la fibre. Cette partie est uniquement théorique et aucun résultat de mesure n'y est présenté. L'objectif est ici de montrer que la modification sur le contenu spatial observé expérimentalement s'accompagne d'une modification des propriétés de cohérence mutuelle des faisceaux.

L'interféromètre sert ici, et comme précédemment à préparer un faisceau avec un certain degré de cohérence mutuelle, qui ensuite sera modifié par mélange à deux ondes.

3.4. FILTRAGE DU SIGNAL : MODIFICATION LOCALE DU PROFIL ET RÉCUPÉRATION D'I

En développant le programme de simulation correspondant à cette expérience, j'ai pris le parti de modéliser très simplement le paquet d'onde généré par la source large bande par des impulsions gaussiennes. La largeur à mi-hauteur de ces gaussiennes correspond au temps de cohérence de la source. Si deux impulsions provenant de deux modes différents se recouvrent, il est possible d'avoir des phénomènes d'interférence entre les deux modes en question. Sinon, les modes spatio-temporels peuvent être considérés comme incohérents. Cette simplification permet d'étudier très simplement l'évolution d'un signal composé de plusieurs informations spatio-temporelles.

Le masque de phase utilisé dans cette partie est directement lié au taux de modulation $m_0(r)$ de l'interférogramme (voir équation 2.22). Le contraste ainsi que le déphasage des franges varient localement. Le taux de modulation lié à l'interférence de deux modes $\phi_1(r)$ et $\phi_2(r)$ s'écrit :

$$m(r) = \frac{2\text{Re}(\phi_1(r) \times \phi_2(r)^*)}{|\phi_1(r)|^2 + |\phi_2(r)|^2} \quad (3.26)$$

Temporellement, en entrée de la fibre, les paquets d'onde de chaque mode sont superposés les uns aux autres. Mais après la propagation, chaque mode transverse de la fibre étant caractérisé par une vitesse de groupe propre dans la fibre, les paquets d'ondes associés à chaque mode sont décalés les uns par rapport aux autres. Il est possible de simuler la modification du signal à travers une expérience de mélange à deux ondes.

L'interférence entre le mode LP11 et le mode LP21 est étudiée.

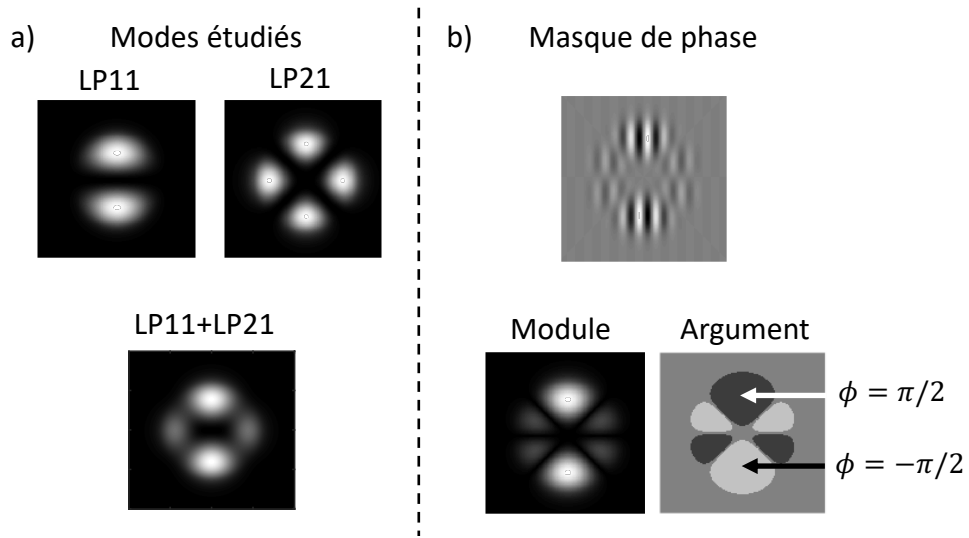


FIGURE 3.28 – Figure a. Modes étudiés et profil théorique en sortie de la fibre. Figure b. Masque de phase appliqué sur le SLM, avec son module et son argument

La figure 3.29 présente l'évolution temporelle des paquets d'onde associés à ces deux modes avant et après l'expérience de mélange à deux ondes opto-numérique. Avant le SLM, il existe deux paquets d'onde, chacun correspondant à un mode spatial. L'interféromètre a été réglé de façon à retarder les paquets d'ondes entre les deux voies d'une valeur $\tau_{1,2}$ de façon à compenser le retard accumulé entre les deux

modes par le parcours dans la fibre. Le paquet d'onde du mode ϕ_1 passant par le deuxième bras de l'interféromètre se superpose temporellement au paquet d'onde du mode ϕ_2 passant par le premier bras. Ainsi, deux modes différents interfèrent. Après le SLM, chaque faisceau est diffracté. Dans une des directions des faisceaux, un troisième paquet d'onde apparaît, provenant de l'ordre 1 de diffraction de l'autre faisceau. L'amplitude de ce paquet d'onde est dépendante du contraste local du masque de phase affiché sur le SLM.

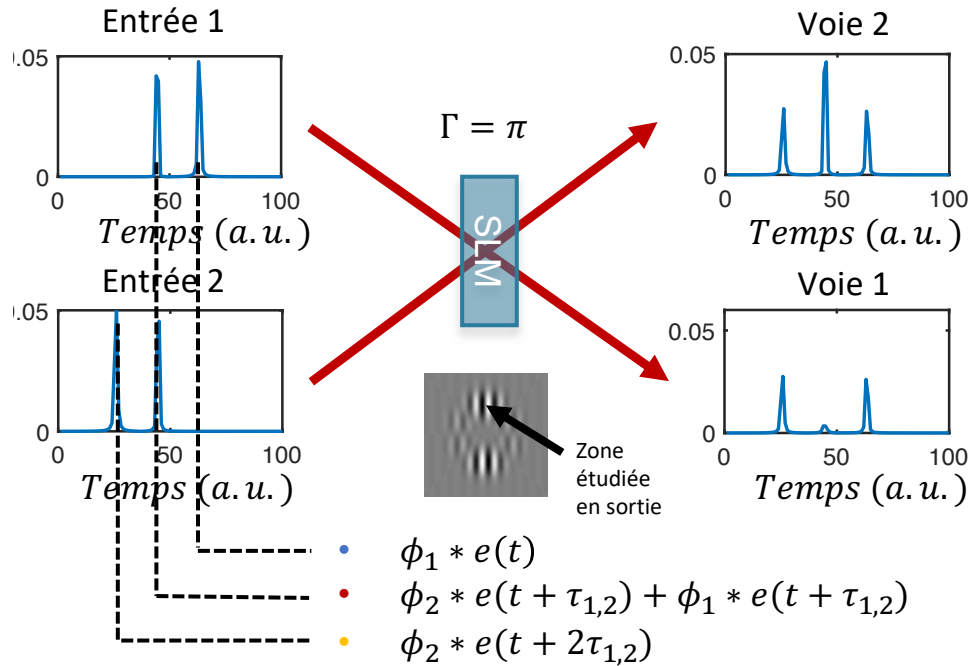


FIGURE 3.29 – Impulsions associées aux deux modes avant et après le mélange à deux ondes mesurées au niveau du lobe du haut du faisceau pour $\Gamma = \pi$ et $\phi = \pi/2$

Il est intéressant d'étudier l'évolution de chacun de ces trois paquets d'onde lorsque le contraste de modulation ou le déphasage relatif des franges est modifié. La partie de droite de la figure 3.29 représente une simulation réalisée de l'évolution de ces trois paquets d'onde au niveau du lobe du haut (repéré par une flèche sur la Figure 3.29) pour un contraste $\Gamma = \pi$. Dans cette zone, seule la deuxième impulsion est amplifiée et les deux autres sont atténuées. Cette amplification est consécutive de l'effet du transfert d'énergie qui nécessite simultanément deux impulsions (une provenant de chaque voie). L'évolution des deux autres impulsions est seulement due à la diffraction.

Plus généralement, il est possible de choisir une zone de la figure et regarder l'évolution des paquets d'onde en fonction de Γ . La figure 3.30 simule cette évolution à la sortie du SLM pour deux zones de la figure. La croix blanche sur la figure correspond à une zone où il n'y a pas de franges (voir figure 3.28.b) : il n'y a donc pas de transfert d'énergie pour cette zone-ci, et donc aucune évolution des trois paquets d'onde.

Au contraire, la croix noire correspond à une zone où les franges sont très contrastées. Il y a un fort transfert d'énergie dans cette zone. Par ailleurs, les simulations

3.4. FILTRAGE DU SIGNAL : MODIFICATION LOCALE DU PROFIL ET RÉCUPÉRATION D'...

montrent que le transfert d'énergie n'est pas le même pour toutes les impulsions, car il dépend du mode spatial correspondant qui se diffracte sur le réseau de phase. Sur ce principe, nous pouvons nous demander en quelle mesure il est possible d'amplifier une information spatio-temporelle particulière au détriment des autres.

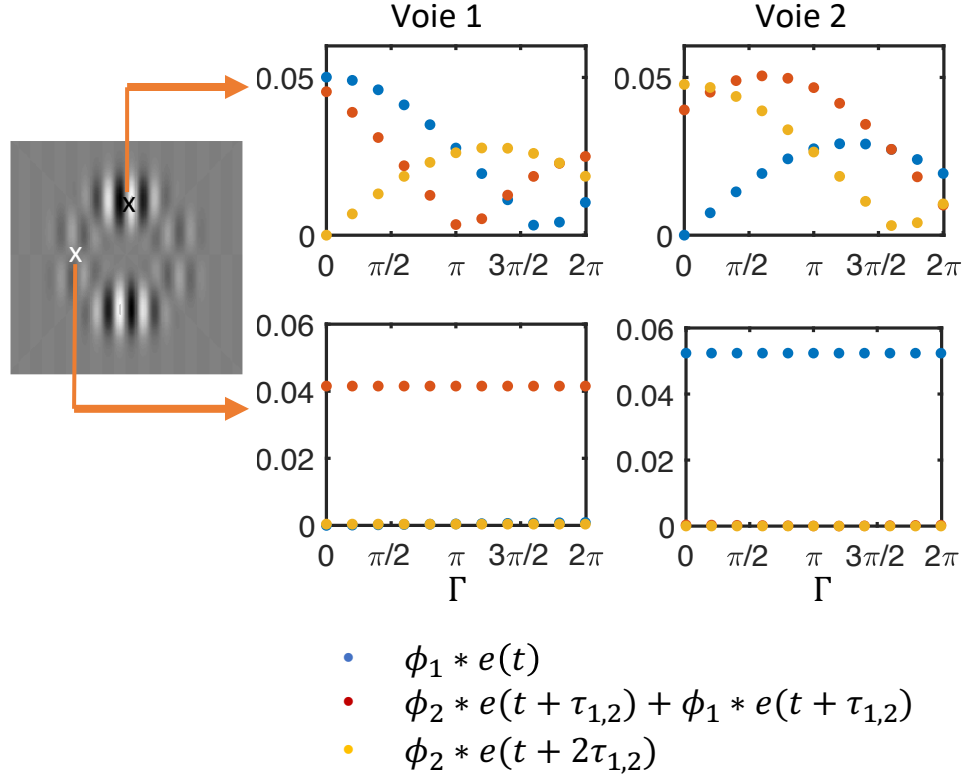


FIGURE 3.30 – Evolution de l'intensité des impulsions associées aux modes en fonction de Γ dans les voies 1 et 2, pour deux zones du faisceau

Mathématiquement l'évolution des trois impulsions correspondant respectivement aux temps $t = 0$, $t = \tau$ et $t = 2\tau$ s'écrit de la façon suivante :

— A $t = 0$

$$I_{1,out}(r) = \rho a_1^2 \phi_1(r)^2 J_0 \left(\frac{\Gamma}{2} m(r) \right)^2 \quad (3.27)$$

— A $t = \tau$

$$\begin{aligned} I_{1,out}(r) = & \rho a_2^2 \phi_2(r)^2 J_0 \left(\frac{\Gamma}{2} m(r) \right)^2 + (1 - \rho) a_1^2 \phi_1(r)^2 J_1 \left(\frac{\Gamma}{2} m(r) \right)^2 \\ & + 2\sqrt{\rho(1 - \rho)} a_1 a_2 \phi_1(r) \phi_2(r) J_0 \left(\frac{\Gamma}{2} m(r) \right) J_1 \left(\frac{\Gamma}{2} m(r) \right) \sin(\phi) \end{aligned} \quad (3.28)$$

— A $t = 2\tau$

$$I_{1,out}(r) = (1 - \rho)a_2^2\phi_2(r)^2 J_1\left(\frac{\Gamma}{2}m(r)\right)^2 \quad (3.29)$$

Les trois impulsions varient en fonction des propriétés du masque de phase affiché sur le SLM, mais seule l'impulsion correspondant à $t = \tau$ présente une évolution s'apparentant à l'interférence entre les deux ordres de diffraction qui se superposent.

L'évolution du signal n'est plus exclusivement spatiale : Il est à présent possible de parler d'une évolution spatio-temporelle des canaux de propagation. Regarder l'évolution temporelle du signal dans une zone de l'espace revient à regarder l'évolution spatio-temporelle du degré de cohérence du faisceau.

Au niveau des zones présentant un taux de modulation nul, il n'y a aucune évolution du signal. A l'inverse, l'effet de transfert d'énergie a lieu pour toutes les zones présentant un taux de modulation non nul. La modification spatio-temporelle du signal est locale et dépendante de ce taux de modulation, qui est lui même lié aux propriétés de cohérences spatio-temporelles du signal initial.

Enfin, l'intérêt de l'expérience de mélange à deux ondes apparaît clairement dans cette expérience par rapport à une configuration où un seul champ est modifié. Ces deux cas conduisent a priori à des modifications des propriétés spatio-temporelles sur le faisceau. Mais dans le cas où un seul faisceau se diffracte sur le masque de phase, toutes ses composantes spatio-temporelles sont modifiées de la même façon. L'intérêt de l'expérience de mélange à deux ondes réside dans le fait que les ordres de diffraction issus des deux champs incidents retardés l'un par rapport à l'autre interfèrent partiellement entre eux. Les interférences entre les deux ordres ne peuvent en effet apparaître que dans les zones spatiales où le contenu temporel des deux faisceaux retardés possèdent une partie commune (à l'image de ce qui est illustré sur la figure 3.29). Il vient alors que toutes les composantes spatio-temporelles ne sont alors pas modifiées la même façon et qu'il est possible de modifier une composante spatio-temporelle particulière.

Nous démontrons ainsi la capacité à manipuler les propriétés de cohérence spatio-temporelle d'un signal multimode au travers d'une expérience de mélange à deux ondes assisté par ordinateur. La manipulation de ces propriétés est ajustée par le choix du masque de phase utilisé ainsi que le choix du paramètre non-linéaire Γ .

Dans cette expérience, l'utilisation d'un signal possédant une petite longueur de cohérence associé à l'utilisation d'un interféromètre de Michelson permet de s'approcher d'une situation où deux modes portant chacun une information temporelle différente se coupleraient à l'intérieur d'une fibre.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'expérience de mélange à deux ondes optique numérique dans le cas où le champ est partiellement cohérent. Pour cela, il est nécessaire de disposer d'une source partiellement cohérente caractérisée par une diversité des relations spatio-temporelles. Mon choix s'est porté sur l'association d'une source large bande filtrée injectée dans une fibre FMF. La source large bande filtrée

fixe la durée de cohérence de la source, ajustable grâce à la largeur du filtre. Elle est émise à travers une fibre monomode tout d'abord puis injectée dans une fibre faiblement multimode pour créer une diversité dans la structure spatiale du faisceau. En outre, l'excitation d'un certain nombre de modes transverses (4 modes, dont deux modes dégénérés) caractérisés par des vitesses de groupe différentes modifie la cohérence temporelle de la source.

Un montage interférométrique permet d'étudier les propriétés de cohérence mutuelle du faisceau à la sortie de la fibre : il est formé d'un interféromètre de type Michelson, dont la différence de chemin optique est ajustable sur une plage de 50 mm et dont les miroirs en angle permettent d'introduire un angle contrôlé entre les deux faisceaux, et d'une caméra sur laquelle qui mesure l'interférogramme. L'interférogramme révèle des propriétés dépendantes du degré de cohérence spatio-temporelle de la source. Certaines zones de l'interférogramme auront des franges d'interférence très contrastées et à l'inverse certaines zones n'auront pas de franges.

A la suite, il s'agit de modifier les relations spatio-temporelles du faisceau issu de la fibre FMF (qui forme donc une source partiellement cohérente) en fonction de ses propriétés de cohérence mutuelle mesurées à l'aide du montage interférométrique. Elles sont modifiées via un SLM sur lequel est affiché un masque de phase relié à l'interférogramme donc au degré de cohérence de la source. Le cas de la diffraction d'un faisceau seul sur le SLM et le cas du mélange à deux ondes ont été étudiés.

Des analyses numériques se sont attachées à illustrer l'évolution de la cohérence spatio-temporelle du signal en s'intéressant à l'évolution des paquets d'onde associés à chaque mode. En effet, lors de la propagation dans la fibre, ceux-ci se décalent temporellement du fait des différences de vitesses de groupe créant ainsi des canaux de propagation incohérents. L'utilisation d'un interféromètre de Michelson introduisant un retard sur une des voies permet de sélectionner une relation de cohérence particulière entre deux modes spatio-temporels de la même manière que le couplage d'une information temporelle entre deux modes d'une fibre.

La figure d'interférence résultant de l'interférence entre deux modes a été analysée et un certain nombre de traitements numériques ont été mis en place afin de proposer des masques de phase à appliquer sur le SLM. Il a été montré que la nature du masque de phase et le choix des paramètres de mélange à deux ondes Γ et ϕ contrôlent le traitement non linéaire que subissent les champs.

Par ailleurs, des simulations complémentaires ont permis de mettre en évidence que l'expérience de mélange à deux ondes, en plus d'apporter des modifications au profil transverse du faisceau, apporte des modifications spatio-temporelles de celui-ci. Nous mettons ici en évidence l'apport de l'expérience de mélange à deux ondes vis à vis d'une simple diffraction sur un réseau de phase. Cette manipulation spatio-temporelle du signal pourrait s'avérer prometteuse dans le cadre de l'étude de l'extraction partielle d'informations se propageant dans une fibre multimode.

Mais jusqu'à présent, nous n'avons pas considéré d'informations temporelles à proprement parlé. Il serait intéressant de généraliser les résultats obtenus dans ce chapitre en utilisant des signaux possédant de réelles informations temporelles/spectrales, afin d'étudier à terme les possibilités d'extraction d'information à partir d'un contenu couplé. Cette étude fera l'objet du chapitre suivant.

Récupération d'informations temporelles par mélange à deux ondes opto-numérique

L'étude de la partie précédente utilisant la source large bande peut se rapprocher d'une situation où une information se propageant dans la fibre se retrouve couplée sur plusieurs modes spatiaux. Nous avons montré au chapitre 3 qu'il serait envisageable de renforcer le contenu spatio-temporel d'un faisceau à partir de la mesure de son degré de cohérence mutuelle. Jusqu'à présent, toutes les expériences ont été menées avec un signal continu et aucun contenu temporel particulier n'a été utilisé dans la fibre. Le but de ce chapitre est de s'intéresser à la transmission d'informations temporelles à travers les modes d'une fibre et d'étudier la possibilité d'extraire ces informations en utilisant l'expérience de mélange à deux ondes opto-numérique.

Ce chapitre possède trois sous-parties. Il présente tout d'abord les aspects théoriques et donne une vision globale sur la modification du champ par mélange à deux ondes de plusieurs modes spatio-temporels couplés. Ces analyses s'appuient sur le développement des équations de mélange à deux ondes dans le cas d'un faisceau multimode, accompagné de différentes simulations. Une étude présentant le cas de deux modes couplés a été analysée en détail afin de pré-sentir les performances d'une telle expérience en terme d'extraction d'information. Le cas particulier de l'extraction de deux fréquences de modulation transmises sur deux modes spatiaux de la fibre a été étudié. Enfin, une proposition d'expérience dans laquelle le faisceau en sortie d'une fibre multimode, contenant des informations temporelles transmises sur deux modes, pourra être modifié par mélange à deux ondes est présentée. Les résultats présentés dans ce chapitre sont issus de simulations et ont permis de concevoir une expérience qui est en cours de réalisation.

4.1 Équations générales de mélange à deux ondes multimode

Cette section vise à développer les équations de mélange à deux ondes dans le cas d'un faisceau multimode et également à introduire les fonctions de cohérence mutuelle spatiale ou temporelle associées. Ce formalisme pourrait être utilisé dans

une modélisation plus complète de l'interaction par mélange à deux ondes.

A la suite, nous considérons un faisceau uniformément polarisé suivant une seule direction transverse et dont la distribution transverse se décompose sur la base de modes transverses d'un guide $|\phi_j(r)\rangle$ sur lesquels une information temporelle $\langle e_j(t)|$ est transmise. Après propagation dans la fibre, la description du faisceau reste scalaire considérant que ses propriétés en sortie de la fibre sont analysées après projection sur une direction de polarisation transverse particulière (au moyen d'un polariseur).

Le profil spatial $\phi_j(r)$ s'exprime comme un vecteur d'état avec la notation de Dirac $|\phi(r)\rangle$, de façon à ce que le produit interne dans l'espace de Hilbert soit donné par : $\langle \phi_i(r)|\phi_j(r)\rangle = \frac{1}{\pi R^2} \iint \phi_i^*(x, y)\phi_j(x, y)dx dy$ où R est le rayon du faisceau. L'ensemble des modes transverses du guide constitue une base orthogonale de sorte que $\langle \phi_i(r)|\phi_j(r)\rangle = 0$, quelque soit $i \neq j$.

De même, **les informations temporelles** $e_j(t)$ s'expriment avec la notation de Dirac $\langle e_j(t)|$, avec $\langle e_j(t)|e_i(t)\rangle = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^t \exp[-(t-t')/T]e_i^*(t')e_j(t')dt'$ où T est le temps d'intégration de la caméra.

Nous supposons que les informations temporelles sont indépendantes les unes des autres, de sorte que le recouvrement temporel entre deux informations temporelles est nul $\langle e_j(t)|e_i(t)\rangle = 0$ pour $i \neq j$.

Cette notation contractée est utilisée ici pour simplifier la notation des calculs, qui feront intervenir des intégrales de recouvrement.

Le champ multimode non couplé, en amont de la fibre, s'écrit de la façon suivante :

$$A(r, t) = \sum_j |\phi_j(r)\rangle a_j \langle e_j(t)| \quad (4.1)$$

Les ϕ_j sont les modes spatiaux de la fibre, $e_j(t)$ sont les contenus temporels associés et a_j sont les poids associés à chaque mode. Par soucis de simplicité, et pour ne pas les confondre avec les termes de couplages, ces a_j seront fixés égaux à 1. Ce faisant on suppose que les modes sont injectés uniformément dans la fibre. Cette hypothèse est faite par souci de simplification des notations et ne restreint pas la validité des résultats qui seront présentés.

Couplages et propagation dans la fibre

L'amplitude associée à l'enveloppe du champ injecté dans la fibre peut s'écrire de la manière suivante :

$$A(r, t) = \sum_j |\phi_j(r)\rangle \langle e_j(t)| \quad (4.2)$$

Avant la propagation, chaque information temporelle est associée à un mode spatial particulier. Au cours de la propagation dans la fibre, des phénomènes de couplages interviennent inévitablement, et une partie de l'information temporelle $|e_\nu(t)\rangle$ pourra se coupler vers d'autres modes spatiaux $|\phi_j(r)\rangle$ avec $j \neq \nu$. De plus, les modes ne se propagent pas à la même vitesse ce qui introduit des retards entre les informations. Pour des situations de couplages supposés ponctuels et après projection sur un état de polarisation particulier, le champ à la sortie de la fibre peut s'écrire la manière

suivante :

$$A(r, t) = \sum_j \sum_\nu |\phi_j(r)\rangle \kappa_{j\nu} \langle e_\nu(t + \tau_j)| \quad (4.3)$$

avec $\kappa_{j,\nu}$ le coefficient de couplage de l'information e_ν sur le mode ϕ_j , et τ_j le retard de propagation associé au mode ϕ_j .

Les deux champs après l'interféromètre s'écrivent :

$$\begin{cases} |E_1(r, t)\rangle = \sqrt{\rho} A(r, t) \cdot e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} \\ |E_2(r, t)\rangle = \sqrt{1 - \rho} A(r, t) \cdot e^{i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}} \end{cases} \quad (4.4)$$

Figure d'interférence

La figure d'interférence enregistrée sur la caméra est une figure moyennée sur le temps T d'intégration de la caméra. Elle s'écrit :

$$I_{interf} = \langle |A(r, t)|^2 \rangle_T + 2\sqrt{\rho(1 - \rho)} Re \left(\langle A(r, t) A^*(r, t + \tau) \rangle_T e^{i\vec{\Delta k} \cdot \vec{r}} \right) \quad (4.5)$$

Le masque de phase appliqué sur le SLM est choisi comme étant la modulation du signal. Elle est donnée par l'opérateur :

$$\widehat{G}(r, t) = \frac{\Gamma}{2} \frac{\langle A(r, t) A^*(r, t + \tau) \rangle_T}{\text{Max}(\langle |A(r, t)|^2 \rangle_T)} \cos(\vec{\Delta k} \cdot \vec{r}) \quad (4.6)$$

avec

$$\langle |A(r, t) A^*(r, t + \tau)| \rangle_T = \left(\sum_j \sum_\nu |\phi_j(r)\rangle \kappa_{j\nu} \langle e_\nu(t + \tau_\nu)| \right) \left(\sum_j \sum_\nu \langle e_\nu(t + \tau_\nu + \tau) \rangle \kappa_{j\nu}^* \langle \phi_j(r)| \right) \quad (4.7)$$

$$\langle |A(r, t) A^*(r, t + \tau)| \rangle_T = \sum_{ij} \sum_{\nu\nu'} \kappa_{i\nu} \kappa_{j\nu'}^* |\phi_i(r)\rangle \langle \phi_j(r)| \langle e_\nu(t + \tau_\nu) | e_{\nu'}(t + \tau_{\nu'} + \tau) \rangle \quad (4.8)$$

Le produit scalaire (qui indique le recouvrement temporel entre deux informations temporelles), moyenné sur le temps d'intégration de la caméra, sera noté :

$$\delta_{\nu\nu', \tau} = \langle e_\nu(t + \tau_\nu) | e_{\nu'}(t + \tau_{\nu'} + \tau) \rangle.$$

$$\langle |A(r, t) A^*(r, t + \tau)| \rangle_T = \sum_{\nu, \nu'} \delta_{\nu\nu', \tau} \sum_{ij} \kappa_{i\nu} \kappa_{j\nu'}^* |\phi_i(r)\rangle \langle \phi_j(r)| \quad (4.9)$$

Le masque de phase appliqué sur le SLM s'écrit alors :

$$\widehat{G}(r, t) = \frac{\Gamma}{2} \frac{\left(\sum_{\nu, \nu'} \delta_{\nu\nu', \tau} \sum_{ij} \kappa_{i\nu} \kappa_{j\nu'}^* |\phi_i(r)\rangle \langle \phi_j(r)| \right)}{\text{Max}(\langle |A(r, t)|^2 \rangle_T)} \cos(\vec{\Delta k} \cdot \vec{r} + \phi) \quad (4.10)$$

Efficacité de diffraction

La fonction de transmission est :

$$t(r, t) = e^{i\frac{\Gamma}{2} m(r) \cos(\vec{\Delta k} \cdot \vec{r} + \phi)} \quad (4.11)$$

avec

$$m(r) = \left(\sum_{\nu, \nu'} \delta_{\nu\nu', \tau} \sum_{ij} \kappa_{i\nu} \kappa_{j\nu'}^* |\phi_i(r)\rangle \langle \phi_j(r)| \right) \quad (4.12)$$

De la même manière que dans la section sur les faisceaux monomodes, nous pouvons décomposer cette expression en une somme de fonctions de Bessel, avec $m(r)$ dépendant des coordonnées transverses.

Les champs de sortie dans les voies 1 et 2 en sortie du SLM s'écrivent :

$$\begin{cases} E_{1,out}(r, t) = (\sqrt{\rho}A(r, t)J_0(\frac{\Gamma}{2}m(r)) + ie^{-i\phi}\sqrt{1-\rho}A(r, t + \tau)J_1(\frac{\Gamma}{2}m(r))) e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}} \\ E_{2,out}(r, t) = (\sqrt{1-\rho}A(r, t + \tau)J_0(\frac{\Gamma}{2}m(r)) + ie^{i\phi}\sqrt{\rho}A(r, t)J_1(\frac{\Gamma}{2}m(r))) e^{i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}} \end{cases} \quad (4.13)$$

Les fonctions $J_0(\frac{\Gamma}{2}m(r))$ et $J_1(\frac{\Gamma}{2}m(r))$ sont des opérateurs spatiaux s'appliquant sur les profils transverses $\phi_i(r)$. Ils seront respectivement notés dans la suite $\widehat{\mathbf{J}}_0$ et $\widehat{\mathbf{J}}_1$. Les champs E_1 et E_2 dépendent de nombreux paramètres et il est donc difficile de les analyser tels quels sans étudier des cas particuliers.

4.2 Étude qualitative préliminaire pour l'extraction d'information temporelle à partir de deux modes couplés

Les équations associées au mélange à deux ondes multimode sont complexes à analyser du fait de la multitude de facteurs intervenant dans les équations. Nous allons pour la suite nous positionner dans le cas de deux modes spatiaux dégénérés, $\phi_1(r)$ et $\phi_2(r)$. Deux modes dégénérés possèdent la même constante de propagation, mais des profils orthogonaux. Comme leur constante de propagation est identique, les effets de couplage entre les deux modes sont facilités.

Soient $e_1(t)$ et $e_2(t)$ deux informations temporelles indépendantes. Chacune de ces informations temporelles peut être modulée en amplitude (par exemple, une suite de 0 et de 1), ou en phase (par exemple, une suite de -1 et 1 , correspondant à une modulation de phase entre 0 et π). Dans le cas de deux modes dégénérés, les retards de propagation τ_1 et τ_2 associés aux modes $\phi_1(r)$ et $\phi_2(r)$ sont identiques. Ce retard sera donc fixé à zéro.

A la sortie de la fibre, dans le cas où aucun couplage n'a eu lieu, le champ vaut :

$$A(r, t) = |\phi_1(r)\rangle \langle e_1(t)| + |\phi_2(r)\rangle \langle e_2(t)| \quad (4.14)$$

Lors de la propagation, des événements de couplages peuvent avoir lieu. A la suite, et par simplification, on suppose des situations de couplages ponctuels. La proportion d'information $e_1(t)$ couplée sur le mode ϕ_2 est notée κ_1 et la proportion d'information $e_2(t)$ couplée sur le mode ϕ_1 est notée κ_2 .

$$\begin{aligned} A(r, t) = & \sqrt{1-\kappa_1} |\phi_1(r)\rangle \langle e_1(t)| + \sqrt{\kappa_1} |\phi_2(r)\rangle \langle e_1(t)| \\ & + \sqrt{\kappa_2} |\phi_1(r)\rangle \langle e_2(t)| + \sqrt{1-\kappa_2} |\phi_2(r)\rangle \langle e_2(t)| \end{aligned} \quad (4.15)$$

4.2. ÉTUDE QUALITATIVE PRÉLIMINAIRE POUR L'EXTRACTION D'INFORMATION TEMPELLE

A partir de l'expression précédente il est donc possible de déterminer les profils spatiaux associés respectivement aux informations $e_1(t)$ et $e_2(t)$. Avant le mélange à deux ondes, ces profils s'écrivent :

$$\begin{cases} \text{Profil portant } e_1(t) : |\phi'_{1,in}(r)\rangle = \sqrt{1 - \kappa_1} |\phi_1(r)\rangle + \sqrt{\kappa_1} |\phi_2(r)\rangle \\ \text{Profil portant } e_2(t) : |\phi'_{2,in}(r)\rangle = \sqrt{\kappa_2} |\phi_1(r)\rangle + \sqrt{1 - \kappa_2} |\phi_2(r)\rangle \end{cases} \quad (4.16)$$

La figure 4.1 représente deux informations temporelles $e_1(t)$ et $e_2(t)$ portées par des modes spatiaux (figure 4.1.a) orthogonaux. Un couplage entre ces modes, dont le poids est a priori inconnu, va engendrer un recouvrement des informations spatio-temporelles (figure 4.1.b), et une difficulté sur la manière de démultiplexer les informations temporelles $e_1(t)$ et $e_2(t)$. L'expérience de mélange à deux ondes va modifier les profils spatiaux en fonction du degré de cohérence spatio-temporel du faisceau (figure 4.1.c). La figure 4.1 illustre que, sur la voie 1 (que nous considérons comme étant la voie où le transfert d'énergie est positif), les couplages sont renforcés dans les zones où le taux de modulation du masque de phase était important. A l'inverse, dans la voie 2, et pour des valeurs particulières des paramètres (ρ, Γ) de l'expérience mélange à deux ondes, il peut exister des zones spatiales où le recouvrement entre les modes spatio-temporels s'annule, car le contenu couplé a été transféré dans la voie 1. Ainsi, en théorie, pour des valeurs particulières des paramètres (ρ, Γ) , il va être possible de récupérer l'information $e_1(t)$ dans une zone 1 et pour d'autres valeurs, l'information $e_2(t)$ dans une zone 2.

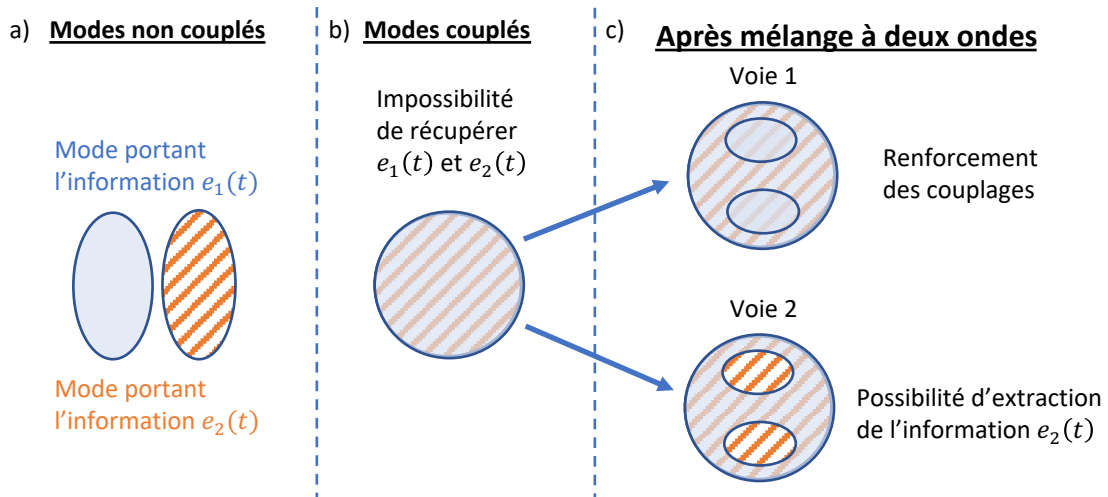


FIGURE 4.1 – Illustration sur la possibilité d'extraire une information temporelle après interaction par mélange à deux ondes.

A la sortie du mélange à deux ondes, les informations $e_1(t)$ et $e_2(t)$ sont portées dans les deux voies de sorties par des profils transverses modifiés en fonction des propriétés de cohérence du faisceau de départ. On peut écrire le champ en sortie du

mélange à deux ondes :

$$\begin{cases} \text{Voie 1 : } |\phi_1^{'+}(r)\rangle \langle e_1(t)| + |\phi_2^{'+}(r)\rangle \langle e_2(t)| \\ \text{Voie 2 : } |\phi_1^{'-}(r)\rangle \langle e_1(t)| + |\phi_2^{'-}(r)\rangle \langle e_2(t)| \end{cases} \quad (4.17)$$

avec $\phi_1^{'+}(r)$, $\phi_2^{'+}(r)$, $\phi_1^{'-}(r)$ et $\phi_2^{'-}(r)$ les profils portant les informations $e_1(t)$ et $e_2(t)$ dans la voie amplifiée (Voie +) et dans la voie atténuée (Voie -) et dont les expressions seront détaillées dans la section suivante.

A priori les modes spatio-temporels à la sortie du mélange à deux ondes se recouvrent partiellement. Mais il peut exister des zones où ce recouvrement est nul.

Expérimentalement, pour analyser le contenu temporel à la sortie de l'expérience, il faut réaliser une projection spatiale ou un filtrage, qui sera notée par une fonction pupille $p(r)$.

Après projection sur cette fonction pupille, la proportion d'information temporelle récupérée dans chaque voie vaut :

$$\begin{cases} \text{Voie 1 : } s_{11} \langle e_1(t)| + s_{12} \langle e_2(t)| \\ \text{Voie 2 : } s_{21} \langle e_1(t)| + s_{22} \langle e_2(t)| \end{cases} \quad (4.18)$$

avec, supposant que le déphasage ϕ entre la figure d'interférence et le réseau de phase est fixé à $\pi/2$ pour maximiser le transfert d'énergie :

$$\begin{cases} s_{11} = \langle p(r) | \phi_1^{'+}(r) \rangle \\ s_{12} = \langle p(r) | \phi_2^{'+}(r) \rangle \\ s_{21} = \langle p(r) | \phi_1^{'-}(r) \rangle \\ s_{22} = \langle p(r) | \phi_2^{'-}(r) \rangle \end{cases} \quad (4.19)$$

Afin de pouvoir extraire une seule information temporelle après filtrage spatial, il est nécessaire qu'un des coefficient s_{ij} s'annule ($i \neq j$) ou devienne négligeable devant un coefficient s_{ii} .

Ceci signifierait que dans la zone considérée, les deux modes spatio-temporels ne se recouvrent pas.

Les paramètres pour lesquels un coefficient s_{ij} s'annule dépend de la force des couplages entre les modes κ_1 et κ_2 , de l'intensité relative entre les deux voies ρ , du gain Γ appliqué sur le masque de phase et également de la fonction pupille $p(r)$ choisie.

L'étude qui suit vise à proposer une analyse plus quantitative des problématiques soulevées dans cette partie. Nous nous attacherons à répondre à la question suivante : Dans quelle mesure existe-t-il, pour un filtrage donné, des points de fonctionnement où il est possible de récupérer qu'une information temporelle $e_j(t)$?

4.3 Calcul et analyse des champs en sortie du mélange à deux ondes

Cette section est consacrée à une étude plus quantitative du mélange à deux ondes dans le cas de deux modes couplés. Les modes étudiés pour l'étude sont les

deux modes dégénérés LP11a et LP11b, présentés sur la figure 4.2

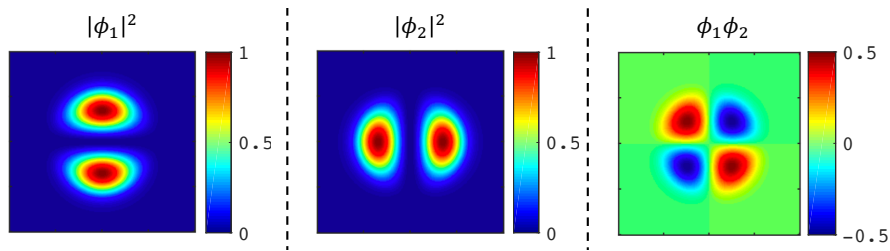


FIGURE 4.2 – Modes LP11 dégénérés utilisés

La figure 4.3 affiche l'amplitude du terme modulé de la figure d'interférence, dans les cas d'informations temporelles modulées en amplitude et en phase et pour différentes valeurs de couplage entre les modes.

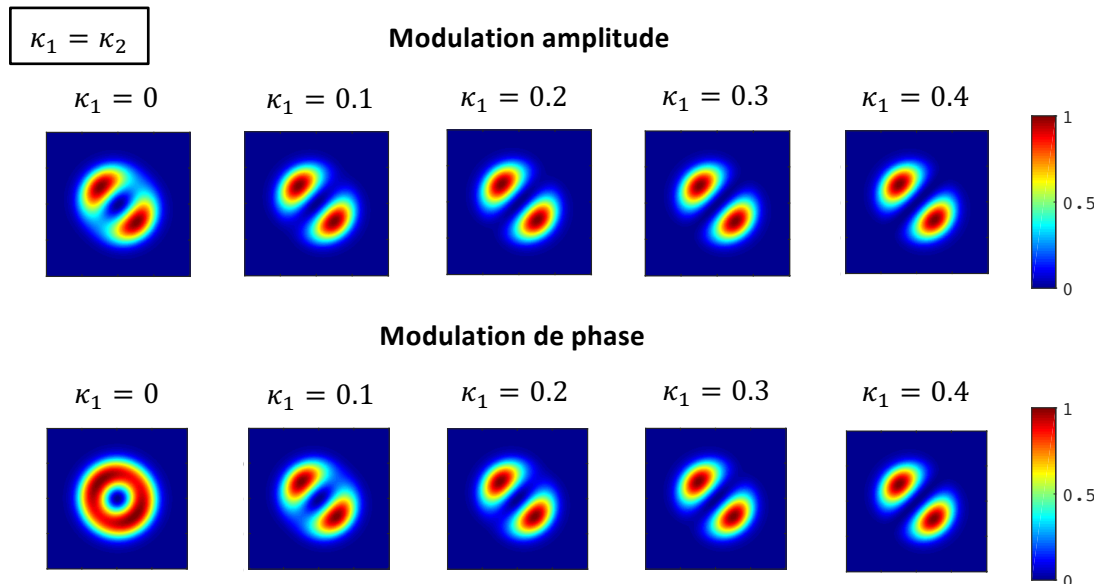


FIGURE 4.3 – Amplitudes du terme modulé de la figure d'interférence dans différents cas de couplages pour une modulation d'amplitude et une modulation de phase

Pour des couplages moyens à forts, cette figure varie assez peu. Il faut par ailleurs prendre en compte le fait que la figure d'interférence est moyennée sur le temps. La différence entre le cas de modulation d'amplitude et modulation de phase vient du fait que lors de la modulation d'amplitude, les séquences temporelles se recouvrent partiellement.

Il sera considéré que les analyses effectuées dans la suite de ce chapitre sont quasiment indépendantes du type de modulation choisi (modulation de phase ou d'amplitude).

Le champ diffracté dans les voies 1 et voie 2 à la sortie du mélange à deux ondes est donné par l'équation 4.13. Il dépend des couplages κ_1 et κ_2 entre les modes mais aussi de trois paramètres que nous pouvons contrôler par ordinateur :

- L'intensité relative entre les deux voies de l'interféromètre ρ
- Le contraste de phase maximal de la figure d'interférence Γ
- Le décalage des franges de la figure d'interférence ϕ

Ce dernier paramètre est fixé à $\phi = \pi/2$ de façon à optimiser le transfert d'énergie. Dans toute cette section, pour des raisons de lisibilité des équations, la voie amplifiée sera notée Voie +, et la voie atténuée sera notée Voie -. Les expressions pour les amplitudes des champs associées aux deux faisceaux des voies + et - après mélange à deux ondes sont :

$$\begin{cases} A_{out}^+(r, t) = A_{in}(r, t) \left(\sqrt{\rho} \widehat{\mathbf{J}}_0 + \sqrt{1-\rho} \widehat{\mathbf{J}}_1 \right) \\ A_{out}^-(r, t) = A_{in}(r, t) \left(\sqrt{1-\rho} \widehat{\mathbf{J}}_0 - \sqrt{\rho} \widehat{\mathbf{J}}_1 \right) \end{cases} \quad (4.20)$$

En développant l'expression du champ incident $A_{in}(r, t)$ couplé (équation 4.15), il vient :

$$\begin{aligned} A_{out}^+(r, t) &= \left(\sqrt{\rho} \widehat{\mathbf{J}}_0 + \sqrt{1-\rho} \widehat{\mathbf{J}}_1 \right) \left(\sqrt{1-\kappa_1} |\phi_1\rangle + \sqrt{\kappa_1} |\phi_2\rangle \right) \langle e_1(t) | \\ &+ \left(\sqrt{\rho} \widehat{\mathbf{J}}_0 + \sqrt{1-\rho} \widehat{\mathbf{J}}_1 \right) \left(\sqrt{\kappa_2} |\phi_1\rangle + \sqrt{1-\kappa_2} |\phi_2\rangle \right) \langle e_2(t) | \end{aligned} \quad (4.21)$$

$$\begin{aligned} A_{out}^-(r, t) &= \left(\sqrt{1-\rho} \widehat{\mathbf{J}}_0 - \sqrt{\rho} \widehat{\mathbf{J}}_1 \right) \left(\sqrt{1-\kappa_1} |\phi_1(r)\rangle + \sqrt{\kappa_1} |\phi_2(r)\rangle \right) \langle e_1(t) | \\ &+ \left(\sqrt{1-\rho} \widehat{\mathbf{J}}_0 - \sqrt{\rho} \widehat{\mathbf{J}}_1 \right) \left(\sqrt{\kappa_2} |\phi_1(r)\rangle + \sqrt{1-\kappa_2} |\phi_2(r)\rangle \right) \langle e_2(t) | \end{aligned} \quad (4.22)$$

Ainsi, dans les voies + et -, l'information temporelle $e_1(t)$ et l'information temporelle $e_2(t)$ sont respectivement portées par les profils spatiaux suivants (qui ont déjà été évoqués dans la section 4.2) :

$$\text{Voie +} \begin{cases} |\phi_1'^+(r)\rangle = \left(\sqrt{\rho} \widehat{\mathbf{J}}_0 + \sqrt{1-\rho} \widehat{\mathbf{J}}_1 \right) \left(\sqrt{1-\kappa_1} |\phi_1(r)\rangle + \sqrt{\kappa_1} |\phi_2(r)\rangle \right) \\ |\phi_2'^+(r)\rangle = \left(\sqrt{\rho} \widehat{\mathbf{J}}_0 + \sqrt{1-\rho} \widehat{\mathbf{J}}_1 \right) \left(\sqrt{\kappa_2} |\phi_1(r)\rangle + \sqrt{1-\kappa_2} |\phi_2(r)\rangle \right) \end{cases} \quad (4.23)$$

et

$$\text{Voie -} \begin{cases} |\phi_1'^-(r)\rangle = \left(\sqrt{1-\rho} \widehat{\mathbf{J}}_0 - \sqrt{\rho} \widehat{\mathbf{J}}_1 \right) \left(\sqrt{1-\kappa_1} |\phi_1(r)\rangle + \sqrt{\kappa_1} |\phi_2(r)\rangle \right) \\ |\phi_2'^-(r)\rangle = \left(\sqrt{1-\rho} \widehat{\mathbf{J}}_0 - \sqrt{\rho} \widehat{\mathbf{J}}_1 \right) \left(\sqrt{\kappa_2} |\phi_1(r)\rangle + \sqrt{1-\kappa_2} |\phi_2(r)\rangle \right) \end{cases} \quad (4.24)$$

A priori, pour récupérer les informations temporelles $e_1(t)$ et $e_2(t)$, il faut que ces deux profils spatiaux aient un recouvrement nul. Alors, il suffirait de projeter sur ces profils particuliers pour récupérer les informations. Mais, même si les deux profils spatiaux résultants étaient orthogonaux, la projection spatiale à réaliser pour récupérer l'information reste inconnue.

Une autre possibilité est de projeter sur une fonction pupille $p(r)$. Dans cette section, il sera choisi comme pupille un profil spatial connu, typiquement $|\phi_1(r)\rangle$ ou $|\phi_2(r)\rangle$. Pour extraire une des deux informations temporelles, il faut comparer les valeurs des projections $\langle\phi_i(r) | \phi_1^{\pm}(r)\rangle$ et $\langle\phi_i(r) | \phi_2^{\pm}(r)\rangle$ dont, idéalement, l'une des deux devrait s'annuler. Cela signifie alors que le profil spatial modifié $|\phi_i^{\pm}(r)\rangle$ et le mode de départ sont orthogonaux.

Pour étudier si ce recouvrement peut tomber à 0, il faut regarder l'influence des différents paramètres κ_1 , κ_2 , ρ et Γ .

Il n'est pas possible de présenter une étude globale des points de fonctionnement du fait des nombreuses variables intervenant dans les équations. Il est alors nécessaire de passer par des études de cas partielles où certains de ces paramètres sont fixés à l'avance.

Les profils explicités dans les formules 4.23 et 4.24 peuvent être développés de deux manières différentes :

- Comme une combinaison linéaire des modes spatiaux ϕ_1 et ϕ_2 . Les poids de cette combinaison linéaire sont donnés par les coefficients de couplages κ_1 et κ_2 .

Cette approche permet d'étudier les opérateurs :

$$\begin{cases} \widehat{\mathbf{J}}^+(\mathbf{r}) = \sqrt{\rho}\widehat{\mathbf{J}}_0 + \sqrt{1-\rho}\widehat{\mathbf{J}}_1 \\ \widehat{\mathbf{J}}^-(\mathbf{r}) = \sqrt{1-\rho}\widehat{\mathbf{J}}_0 - \sqrt{\rho}\widehat{\mathbf{J}}_1 \end{cases} \quad (4.25)$$

Ils dépendent des paramètres ρ et Γ .

- Comme une combinaison linéaire des fonctions de Bessel, auquel cas les poids de cette combinaison linéaire dépendent de l'intensité relative ρ .

Cette approche permet d'étudier les profils spatiaux :

$$\begin{cases} |\alpha_1(r)\rangle = \sqrt{1-\kappa_1}|\phi_1(r)\rangle + \sqrt{\kappa_1}|\phi_2(r)\rangle \\ |\alpha_2(r)\rangle = \sqrt{\kappa_2}|\phi_1(r)\rangle + \sqrt{1-\kappa_2}|\phi_2(r)\rangle \end{cases} \quad (4.26)$$

Ils dépendent de κ_1 , κ_2 et Γ .

Ces deux approches sont étudiées à la suite et permettent de se faire une bonne idée des points de fonctionnement correspondant à des coefficients de recouvrement nuls. La fonction pupille utilisée dans cette étude est $\langle p(r) | = \langle \phi_1(r) |$

4.3.1 Première approche : Étude de $\widehat{\mathbf{J}}^+$ et $\widehat{\mathbf{J}}^-$

Les profils transverses ϕ'_1 et ϕ'_2 qui portent respectivement les informations $e_1(t)$ et $e_2(t)$ à la sortie du mélange à deux ondes dans les voies + et - se réécrivent :

$$\text{Voie +} \begin{cases} |\phi_1'^+(r)\rangle = \sqrt{1 - \kappa_1} \widehat{\mathbf{J}}^+(\mathbf{r}) |\phi_1(r)\rangle + \sqrt{\kappa_1} \widehat{\mathbf{J}}^+(\mathbf{r}) |\phi_2(r)\rangle \\ |\phi_2'^+(r)\rangle = \sqrt{\kappa_2} \widehat{\mathbf{J}}^+(\mathbf{r}) |\phi_1(r)\rangle + \sqrt{1 - \kappa_2} \widehat{\mathbf{J}}^+(\mathbf{r}) |\phi_2(r)\rangle \end{cases}$$

$$\text{Voie -} \begin{cases} |\phi_1'^-(r)\rangle = \sqrt{1 - \kappa_1} \widehat{\mathbf{J}}^-(\mathbf{r}) |\phi_1(r)\rangle + \sqrt{\kappa_1} \widehat{\mathbf{J}}^-(\mathbf{r}) |\phi_2(r)\rangle \\ |\phi_2'^-(r)\rangle = \sqrt{\kappa_2} \widehat{\mathbf{J}}^-(\mathbf{r}) |\phi_1(r)\rangle + \sqrt{1 - \kappa_2} \widehat{\mathbf{J}}^-(\mathbf{r}) |\phi_2(r)\rangle \end{cases}$$

avec $\widehat{\mathbf{J}}^+(\mathbf{r}) = \sqrt{\rho} \widehat{\mathbf{J}}_0 + \sqrt{1 - \rho} \widehat{\mathbf{J}}_1$ et $\widehat{\mathbf{J}}^-(\mathbf{r}) = \sqrt{1 - \rho} \widehat{\mathbf{J}}_0 - \sqrt{\rho} \widehat{\mathbf{J}}_1$.

Les opérateurs $\widehat{\mathbf{J}}^+$ et $\widehat{\mathbf{J}}^-$ s'appliquent sur les profils spatiaux de départ. Ils dépendent de ρ et Γ . Ils dépendent également de $m(r)$ mais cette fonction a été fixée en début de chapitre et ne sera pas modifiée dans ces simulations.

Le recouvrement de chacun de ces modes spatiaux modifiés par les opérateurs $\widehat{\mathbf{J}}^\pm$ avec la fonction pupille $\langle p(r) | = \langle \phi_1(r) |$ est étudié. La figure 4.4 présente l'évolution des termes de recouvrement $\langle \phi_1(r) | \widehat{\mathbf{J}}^\pm(\mathbf{r}) | \phi_1(r) \rangle$ et $\langle \phi_1(r) | \widehat{\mathbf{J}}^\pm(\mathbf{r}) | \phi_2(r) \rangle$ en fonction de Γ et ρ .

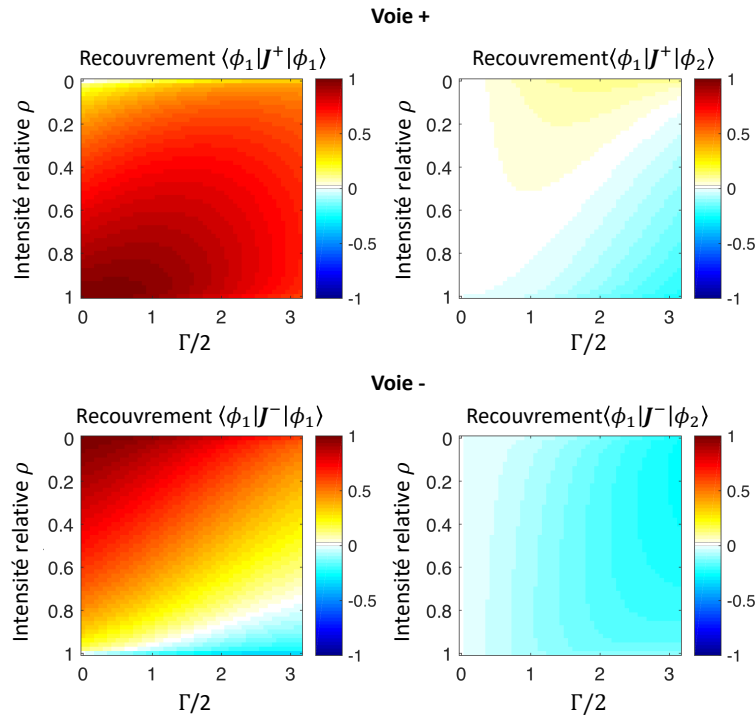


FIGURE 4.4 – Valeurs des recouvrements $\langle \phi_1(r) | \mathbf{J}^\pm(\mathbf{r}) | \phi_1(r) \rangle$ et $\langle \phi_1(r) | \mathbf{J}^\pm(\mathbf{r}) | \phi_2(r) \rangle$ en fonction de ρ et Γ . ρ est l'intensité relative entre les deux bras de l'interféromètre. Γ est relié au contraste de phase du réseau de diffraction

Dans la voie + et dans la voie –, le recouvrement de la fonction pupille avec les profils spatiaux portant les informations $e_1(t)$ et $e_2(t)$ à la sortie du mélange à deux ondes est une somme de ces deux termes, pondérés par les valeurs de couplage κ_1 et κ_2 .

Nous pouvons noter que pour le recouvrement croisé, $\langle \phi_1(r) | \mathbf{J}^\pm(\mathbf{r}) | \phi_2(r) \rangle$, les valeurs sont proches de 0. Dans la voie +, le recouvrement $\langle \phi_1(r) | \mathbf{J}^+(\mathbf{r}) | \phi_1(r) \rangle$ est toujours proche de 1. Une annulation de $\langle \phi_1(r) | \phi_1'^+(\mathbf{r}) \rangle$ dans la voie + ne sera donc possible que pour des valeurs de couplages très faibles.

Dans la voie –, le recouvrement $\langle \phi_1(r) | \mathbf{J}^-(\mathbf{r}) | \phi_1(r) \rangle$ balaie la plage 0, 1, et prend même des valeurs négatives. Un potentielle annulation de $\langle \phi_1(r) | \phi_1'^-(\mathbf{r}) \rangle$ se fera aux alentours des couples (ρ, Γ) pour lesquels $\langle \phi_1(r) | \mathbf{J}^-(\mathbf{r}) | \phi_1(r) \rangle = 0$.

La tableau 4.1 s'intéresse au recouvrement entre ϕ_1 et les profils spatiaux portant les informations temporelles à la sortie du mélange à deux ondes pour des valeurs de couplage $\kappa_1 = \kappa_2$ particulières.

Lorsque $\kappa_1 = \kappa_2 = 0.5$, à savoir un couplage total de l'information, les coefficients de recouvrement correspondant à la récupération de $e_1(t)$ ou $e_2(t)$ sont identiques. Dans ce cas, il est impossible de sélectionner préférentiellement un contenu temporel par rapport à l'autre.

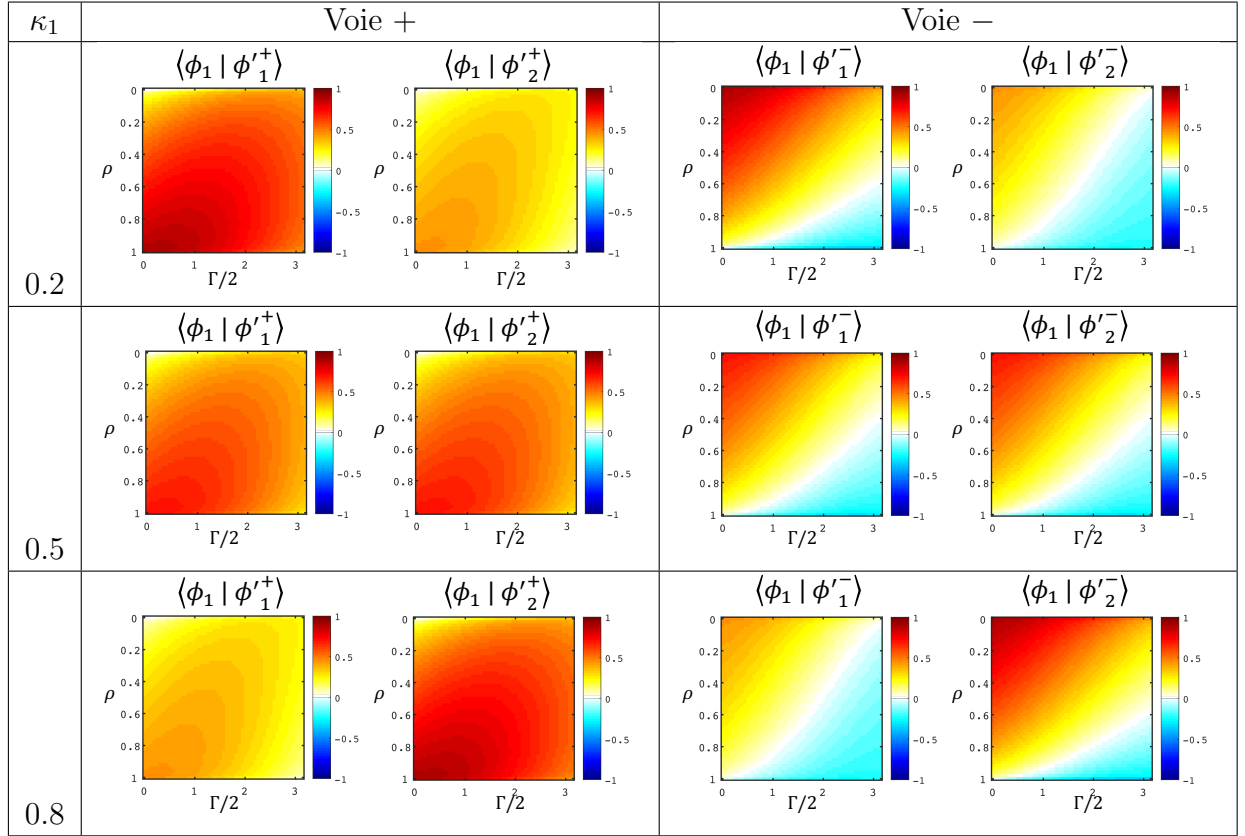


TABLE 4.1 – Valeurs de recouvrement dans les voies + et – du mode 1 avec le profil spatial portant $e_1(t)$ ou $e_2(t)$ en sortie du mélange à deux ondes, en fonction des paramètres ρ et Γ , dans les cas où le couplage entre les modes vaut 0.2, 0.5 et 0.8.

En revanche, avec un couplage moyen $\kappa_1 = \kappa_2 = 0.2$, les recouvrements ne sont plus identiques. Comme prévu, il n'y a pas d'annulation dans la voie + mais il y a des annulations dans la voie -. De plus, les annulations de $\langle \phi_1(r) | \phi_1'(r) \rangle$ et $\langle \phi_1(r) | \phi_2'(r) \rangle$ n'ont pas lieu pour les mêmes couples de paramètres (ρ, Γ) . Ceci signifie qu'avec un couple (ρ, Γ) bien choisi, il est possible de ne récupérer uniquement l'information $e_1(t)$ ou uniquement l'information $e_2(t)$ dans la voie – après projection sur un des modes de départ. D'autre part, en ne faisant varier qu'un seul paramètre (Γ ou ρ , au choix), il est possible de choisir le contenu temporel récupéré.

4.3.2 Seconde approche : Étude de $|\alpha_1(r)\rangle$ et $|\alpha_2(r)\rangle$

Dans cette deuxième configuration, les profils transverses $\phi_1'(r)$ et $\phi_2'(r)$ pour chaque voie se réécrivent :

$$\text{Voie +} \begin{cases} |\phi_1'(r)\rangle = \sqrt{\rho} \widehat{\mathbf{J}}_0 |\alpha_1(r)\rangle + \sqrt{1-\rho} \widehat{\mathbf{J}}_1 |\alpha_1(r)\rangle \\ |\phi_2'(r)\rangle = \sqrt{\rho} \widehat{\mathbf{J}}_0 |\alpha_2(r)\rangle + \sqrt{1-\rho} \widehat{\mathbf{J}}_1 |\alpha_2(r)\rangle \end{cases}$$

$$Voie - \begin{cases} |\phi_1^-(r)\rangle = \sqrt{1-\rho}\widehat{\mathbf{J}}_0|\alpha_1(r)\rangle - \sqrt{\rho}\widehat{\mathbf{J}}_1|\alpha_1(r)\rangle \\ |\phi_2^-(r)\rangle = \sqrt{1-\rho}\widehat{\mathbf{J}}_0|\alpha_2(r)\rangle - \sqrt{\rho}\widehat{\mathbf{J}}_1|\alpha_2(r)\rangle \end{cases}$$

avec $|\alpha_1(r)\rangle = \sqrt{1-\kappa_1}|\phi_1(r)\rangle + \sqrt{\kappa_1}|\phi_2(r)\rangle$ et $|\alpha_2(r)\rangle = \sqrt{\kappa_2}|\phi_1\rangle + \sqrt{1-\kappa_2}|\phi_2\rangle$.

Les profils spatiaux $|\alpha_1(r)\rangle$ et $|\alpha_2(r)\rangle$ sont modifiés par les fonctions de Bessel $\widehat{\mathbf{J}}_0$ et $\widehat{\mathbf{J}}_1$. Ces termes dépendent des paramètres κ_1 , κ_2 et Γ .

Les valeurs de recouvrement avec le mode 1 sont calculées par les relations : $\langle\phi_1(r)|\widehat{\mathbf{J}}_0|\alpha_1(r)\rangle$, $\langle\phi_1(r)|\widehat{\mathbf{J}}_1|\alpha_1(r)\rangle$, $\langle\phi_1(r)|\widehat{\mathbf{J}}_0|\alpha_2(r)\rangle$ et $\langle\phi_1(r)|\widehat{\mathbf{J}}_1|\alpha_2(r)\rangle$. Nous allons afficher l'évolution de ces valeurs en fonction de $\kappa_1 = \kappa_2$ et Γ .

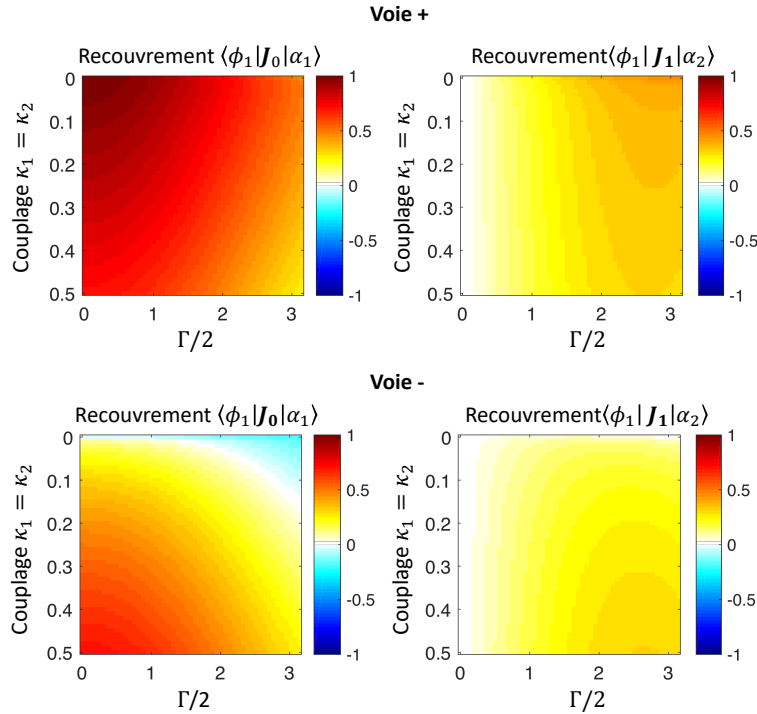


FIGURE 4.5 – Valeurs des recouvrements $\langle\phi_1(r)|\mathbf{J}_0|\alpha_1(r)\rangle$ et $\langle\phi_1(r)|\mathbf{J}_1|\alpha_2(r)\rangle$ en fonction de $\kappa_1 = \kappa_2$ et Γ . $\kappa_1 = \kappa_2$ sont les couplages entre les deux modes spatio-temporels avant le mélange à deux ondes. Γ est relié au contraste de phase du réseau de diffraction

Dans la voie +, le recouvrement entre le mode $\phi_1(r)$ et les profils spatiaux après le mélange à deux ondes est donné par une somme des deux termes, pondérés par ρ . Dans cette voie, les deux fonctions sont toujours positives, quelque soit les valeurs de $\kappa_1 = \kappa_2$ ou Γ . Cela veut dire qu'il n'est pas possible d'avoir d'annulation dans la voie +. Nous retrouvons bien la même conclusion que dans la section précédente. Dans la voie -, le recouvrement entre le mode $\phi_1(r)$ et les profils spatiaux après le mélange à deux ondes est cette fois donné par une différence des deux termes,

pondérés par ρ . Il est possible d'avoir des annulations du terme de recouvrement dans la voie $-$.

De façon analogue à la section précédente, les coefficients de recouvrement ont été affichés dans le tableau 4.2 pour des valeurs de ρ particulières.

Comme évoqué précédemment, il n'y a pas d'annulation du coefficient de recouvre-

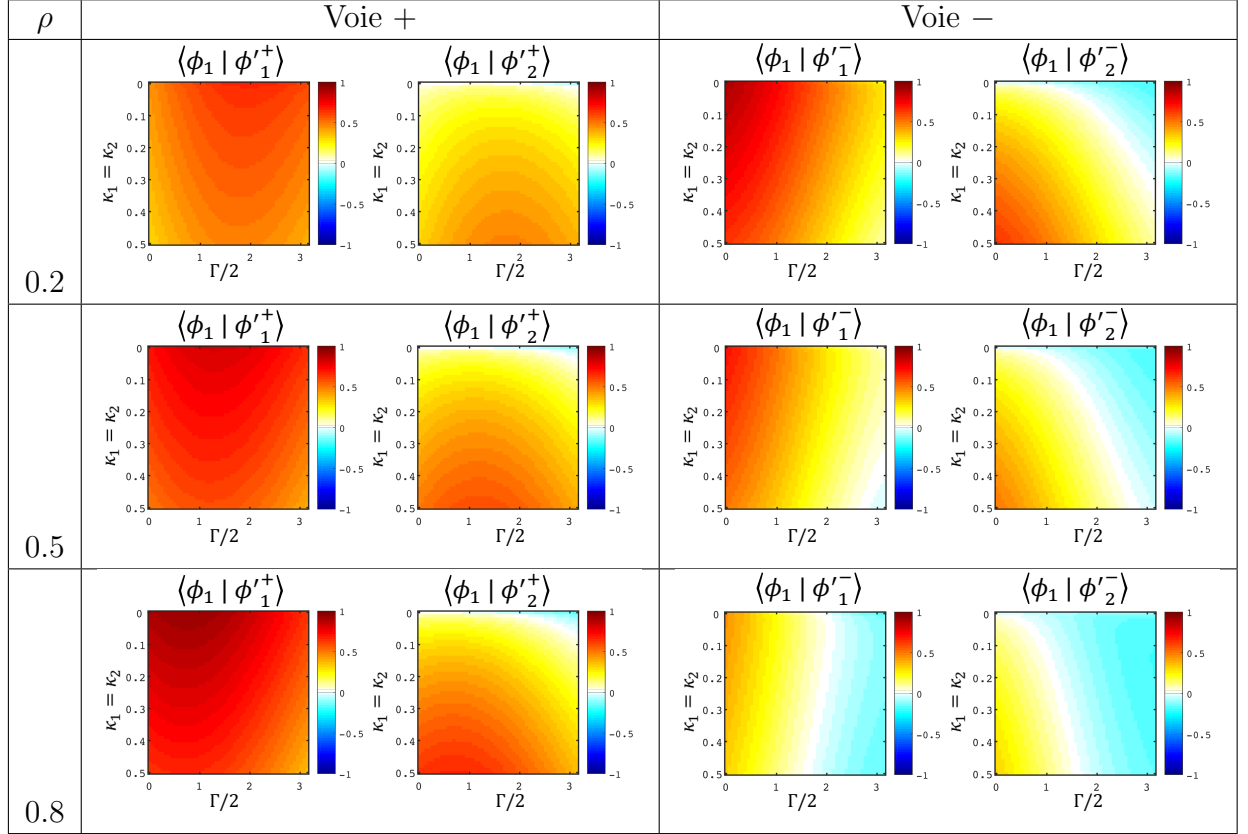


TABLE 4.2 – Valeurs de recouvrement dans les voies $+$ et $-$ du mode 1 avec le profil spatial portant $e_1(t)$ ou $e_2(t)$ en sortie du mélange à deux ondes, en fonction des paramètres $\kappa_1 = \kappa_2$ et Γ , dans les cas où l'intensité relative entre les deux voies de l'interféromètre vaut $\rho = 0.2$, $\rho = 0.5$ et $\rho = 0.8$.

ment dans la voie $+$ dans la plupart des cas.

Les valeurs de $\kappa_1 = \kappa_2$ et Γ correspondant à un recouvrement nul dans la voie $-$ sont identifiables. Une annulation du terme de recouvrement n'est pas toujours possible et dépend de la valeur de ρ choisie. A partir de $\rho = 0.5$, nous observons qu'une annulation du coefficient de recouvrement $\langle \phi_1(r) | \phi_2^-(r) \rangle$ est toujours possible quelque soit la valeur du couplage κ_1 .

En revanche il faut garder à l'esprit que l'intensité du signal récupéré dans ces cas de figure est extrêmement faible par rapport à l'intensité initiale envoyée sur le SLM.

La figure 4.6 donne l'intensité totale récupérée dans la voie $+$ et dans la voie $-$ en fonction du contraste du réseau de phase, et ce pour les trois valeurs de ρ étudiées. Cette figure illustre l'efficacité du transfert d'énergie correspondant aux configura-

4.4. CAS PARTICULIER : RÉCUPÉRATION DE FRÉQUENCE DANS LE CAS DE DEUX SIGNA

tions permettant d'extraire une information $e_1(t)$ ou $e_2(t)$. Les informations temporelles ne peuvent être récupérées que dans la voie $-$. Pour ne pas perdre trop d'intensité, il serait donc tentant d'avoir des valeurs de Γ assez petites (entre 0 et $\pi/4$ typiquement) et/ou d'avoir un rapport d'intensité ρ faible.

En se référant au tableau 4.2, se placer à une valeur de Γ faible ne permet pas d'avoir une annulation du coefficient de recouvrement. En revanche, il est possible de se placer à une valeur de ρ faible. Pour $\rho = 0.2$, la récupération de $e_2(t)$ est possible pour des valeurs de couplages $\kappa_1 = \kappa_2$ variant entre 0 et 0.3. Pour $\rho = 0.5$, il existe toujours une valeurs de Γ permettant de récupérer $e_2(t)$. L'information $e_1(t)$, en revanche, ne peut être récupérée que pour des valeurs de ρ plus élevées ($\rho = 0.8$).

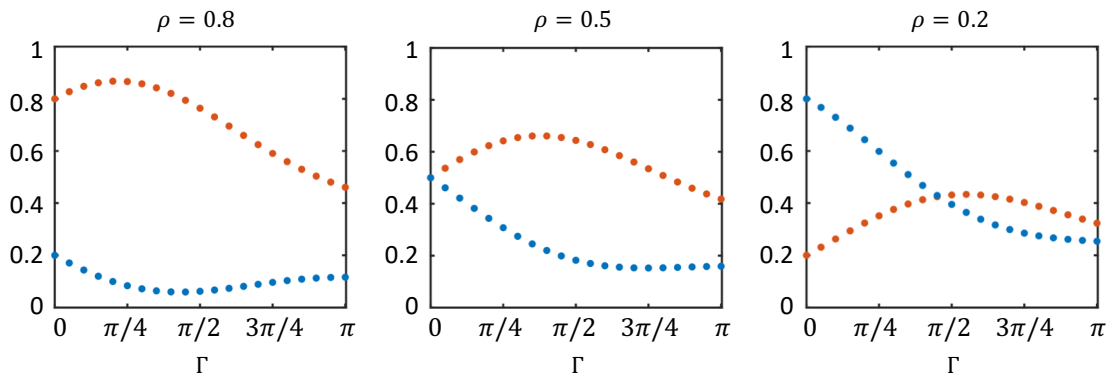


FIGURE 4.6 – Transfert d'énergie entre la voie 1 (rouge) et la voie 2 (bleu) pour différentes valeurs de ρ : $\rho = 0.8$, $\rho = 0.5$ et $\rho = 0.2$

Ces études montrent que nous sommes capables théoriquement de récupérer une information couplée en ajustant les paramètre Γ et ρ de l'expérience de mélange à deux ondes opto-numérique.

4.4 Cas particulier : Récupération de fréquence dans le cas de deux signaux temporels sinusoidaux multiplexés sur deux modes spatiaux dégénérés

Cette partie a pour but d'illustrer les études réalisées dans la section précédente dans le cas particulier de la propagation de deux signaux modulés à deux fréquences différentes et transmis sur deux modes spatiaux dégénérés de la fibre. Ce cas peut être aisément réalisé expérimentalement et une proposition de montage sera présentée.

4.4.1 Définition des champs

Soient $\phi_1(r)$ et $\phi_2(r)$ deux modes spatiaux dégénérés d'une fibre. Ces modes sont orthogonaux, de sorte que leur recouvrement spatial est nul. Soient $e_1(t)$ et $e_2(t)$ deux signaux modulés en phase à des fréquences différentes.

L'amplitude du champ incident dans la fibre est alors décrit par :

$$A(r, t) = |\phi_1(r)\rangle \langle e_1(t)| + |\phi_2(r)\rangle \langle e_2(t)| \quad (4.27)$$

L'allure temporelle du champ est affichée dans la figure 4.7 et l'allure fréquentielle est affichée dans la figure 4.8.

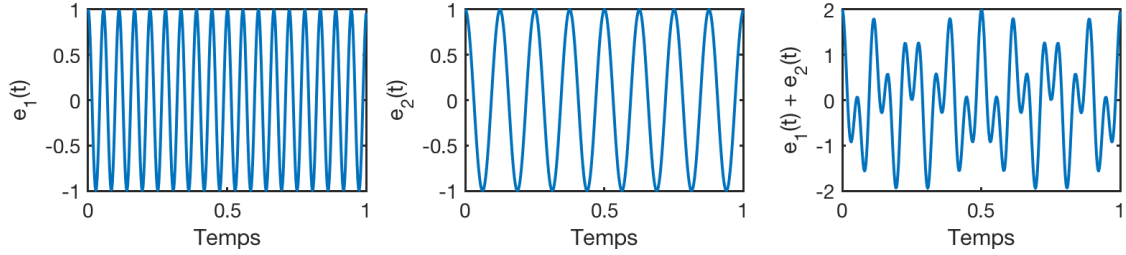


FIGURE 4.7 – Contenus temporels $e_1(t)$, $e_2(t)$ et $e_1(t) + e_2(t)$

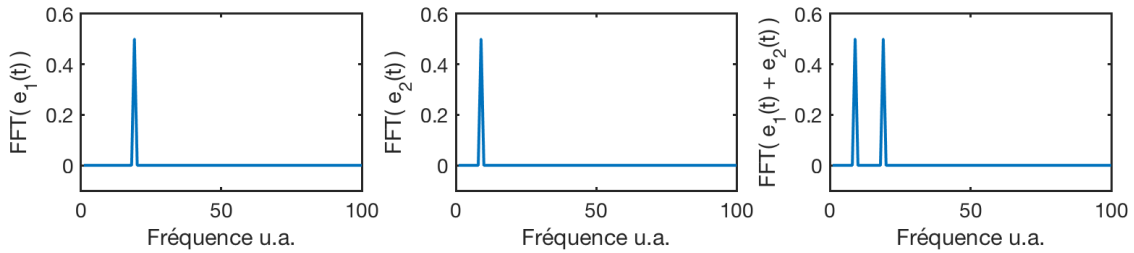


FIGURE 4.8 – Contenus fréquentiels $|TF(e_1(t))|^2$, $|TF(e_2(t))|^2$ et $|TF(e_1(t) + e_2(t))|^2$

Des événements de couplages sont ajoutés. La proportion d'information $e_1(t)$ couplée sur le mode ϕ_2 est notée κ_1 et la proportion d'information $e_2(t)$ couplée sur le mode ϕ_1 est notée κ_2 , de façon à ce que le champ couplé s'écrive comme à l'équation 4.15.

La projection sur un mode particulier ϕ_1 ou ϕ_2 fait alors apparaître les profils temporels suivant :

$$\begin{cases} t_1(t) = \sqrt{1 - \kappa_1}e_1(t) + \sqrt{\kappa_2}e_2(t) \\ t_2(t) = \sqrt{\kappa_1}e_1(t) + \sqrt{1 - \kappa_2}e_2(t) \end{cases} \quad (4.28)$$

La figure 4.9 affiche la projection en fréquence de ces deux profils temporels dans le cas d'un couple $\kappa_1 = \kappa_2 = 0.2$. Chacun des modes spatiaux $\phi_1(r)$ et $\phi_2(r)$ porte alors les deux fréquences.

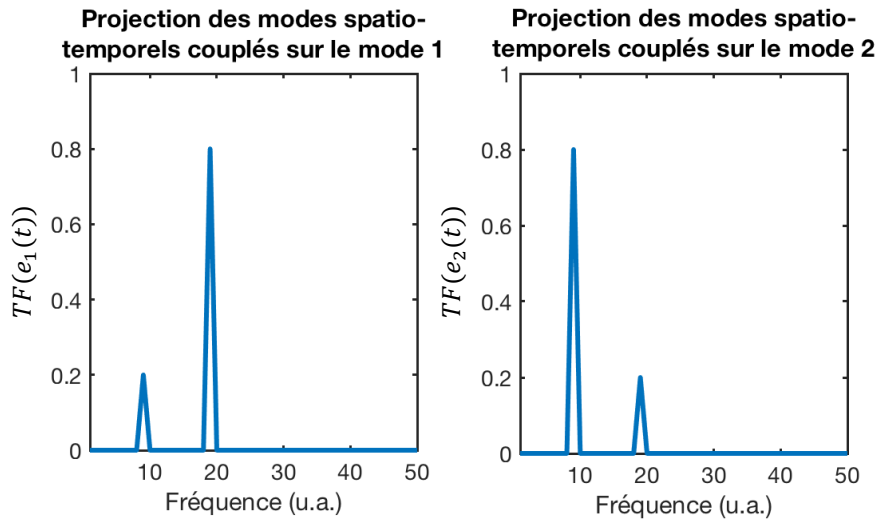


FIGURE 4.9 – Contenu fréquentiel après projection sur le mode spatial $\phi_1(r)$ avant le mélange à deux ondes pour un couplage entre modes $\kappa_1 = \kappa_2 = 0.2$

L'évolution de ces deux fréquences après le mélange à deux ondes est étudiée pour différentes valeurs de couplages.

Les figures 4.10 et 4.11 donnent l'évolution des recouvrements $\langle \phi_1(r) | \phi_1^\pm(r) \rangle$ et $\langle \phi_1(r) | \phi_2^\pm(r) \rangle$ en fonction du contraste de phase maximal Γ appliqué au réseau. Ces recouvrements sont analysés pour $\rho = 0.5$ et $\phi = \pi/2$.

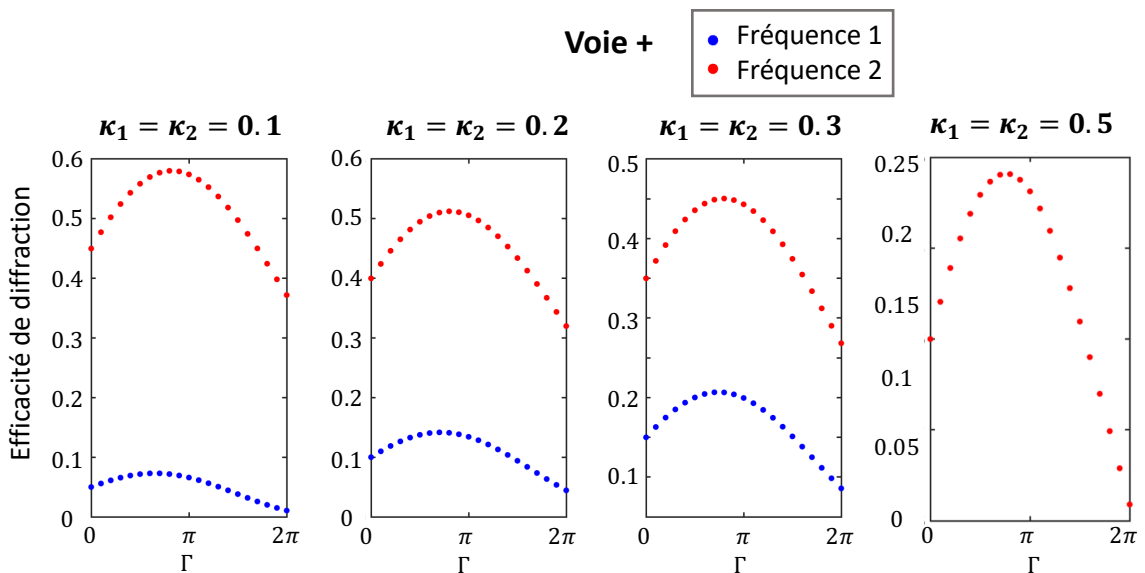


FIGURE 4.10 – Poids des fréquences $e_1(t)$ et $e_2(t)$ en fonction de Γ à la sortie du mélange à deux ondes dans les voie + après projection sur le mode $\phi_1(r)$ pour différentes valeurs de couplage. $\phi = \pi/2$ et $\rho = 0.5$

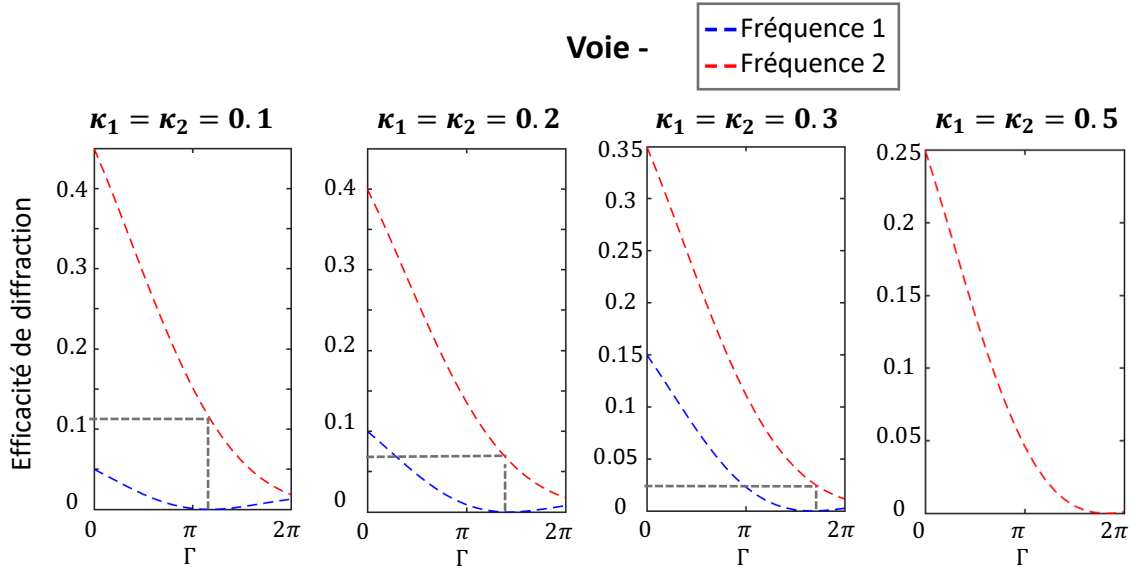


FIGURE 4.11 – Poids des fréquences $e_1(t)$ et $e_2(t)$ en fonction de Γ à la sortie du mélange à deux ondes dans les voies – après projection sur le mode $\phi_1(r)$ pour différentes valeurs de couplage. $\phi = \pi/2$ et $\rho = 0.5$

A $\Gamma = 0$, l'intensité envoyée dans chaque voie vaut la moitié de l'intensité de départ. En additionnant les contributions de chaque fréquence, le rapport 0.5 dans chaque voie est retrouvé. Lorsque Γ augmente, une partie de l'énergie est perdue car diffractée dans les ordres de diffraction supérieurs.

Cependant l'effet de transfert d'énergie vers la voie + de diffraction est visible. Pour les deux fréquences, l'évolution de l'intensité est qualitativement la même. Mais le fait que l'une des fréquences ait un poids plus faible que l'autre mène dans la voie – à une annulation de cette fréquence tandis que l'autre est encore présente.

Si les deux fréquences ont le même poids $\kappa_1 = \kappa_2 = 0.5$, elles ont exactement la même évolution et s'annule au même moment. Il n'est alors pas possible d'extraire une information. Il est donc nécessaire que le poids associé à chacune des fréquences soit différent.

La figure 4.11 montre que dans la voie –, pour les différentes valeurs de couplages proposées, il existe une valeurs de Γ permettant de récupérer uniquement la fréquence 2 en faisant une projection du faisceau en sortie du mélange à deux ondes sur le mode $\phi_1(r)$.

4.4.2 Expérience d'extraction de fréquence

L'expérience associée à ces simulations est actuellement en cours de réalisation et aucun résultat n'a pour le moment été obtenu. Elle est schématisée sur les figures 4.12 et 4.13. Sur la figure 4.12 le faisceau issu du laser est séparé en deux dans un coupleur 50/50 et chacun des canaux sont modulés à des fréquences différentes. Les fréquences choisies sont relativement proches afin de les visualiser toute les deux simultanément sur un analyseur de spectre. Les deux voies modulées sont ensuite injectées dans la fibre optique multimode. A priori, les deux voies sont couplées sur

deux modes différents de la fibre. Il peut s'agir de deux modes se propageant à deux vitesses différentes, ou encore deux modes dégénérés de la fibre, se propageant à la même vitesse.

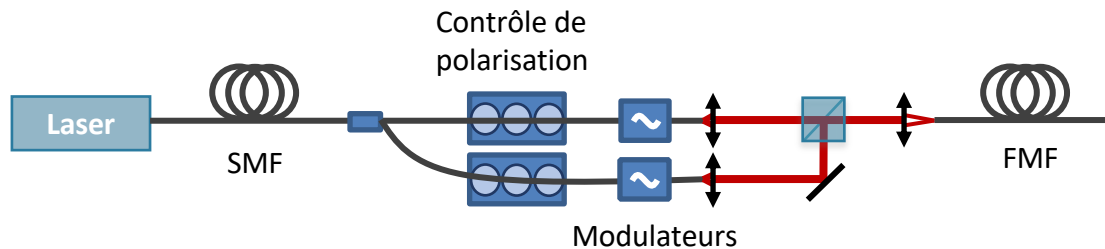


FIGURE 4.12 – Schéma d'expérience : Modulation des signaux et injection dans la fibre multimode

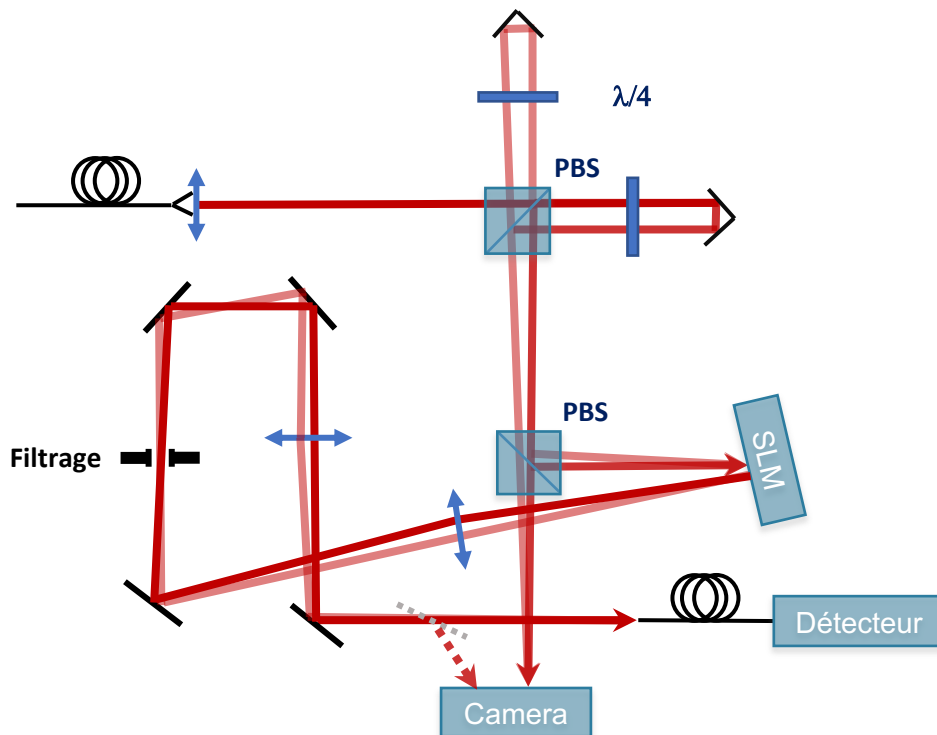


FIGURE 4.13 – Schéma d'expérience : Expérience de mélange à deux ondes pour l'étude de deux fréquences envoyés sur deux modes

A la sortie de la fibre multimode, le schéma d'expérience est similaire à celui présenté dans les chapitres précédents. Le signal passe par un interféromètre de Michelson puis est diffracté sur le SLM. Le signal résultant est filtré dans le plan de Fourier. Cette fois-ci, le signal est récupéré directement par une fibre optique multimode reliée à un photodétecteur. Le signal ainsi récupéré est analysé sur un analyseur de spectre électrique. La fibre multimode ne va collecter qu'une partie

du faisceau et joue donc le rôle de filtre spatial. On peut ainsi observer l'évolution des fréquences de modulation en fonction de la zone spatiale. Le but d'une telle expérience serait à terme de montrer que, à partir de deux informations spatio-temporelles couplées, il est possible de récupérer sur certaines zones du faisceau une information contenant une seule des deux fréquences.

4.5 Conclusion et perspectives

Ce chapitre a permis d'introduire dans notre raisonnement la notion d'information spatio-temporelle. Les équations de mélange à deux ondes ont été présentées dans le cas général de plusieurs informations temporelles multiplexées sur les modes spatiaux d'une fibre, et ont été développées dans le cas particulier de deux modes. Nous avons voulu dans ce chapitre répondre à la question suivante : est-il possible en utilisant une expérience de type mélange à deux ondes opto-numérique d'extraire une information temporelle à partir d'un contenu spatio-temporel couplé ? Ce chapitre étudie de façon systématique différents cas de figure simples permettant de mettre en lumière quelques éléments de réponse. Il a été vu qu'il est possible de modifier les propriétés de cohérence spatio-temporelle des faisceaux, et qu'il peut exister des points de fonctionnement dépendant des paramètres de l'expérience qui permettent d'extraire une information dans le cas de deux modes.

Un cas théorique où deux fréquences de modulation différentes se propagent sur deux modes de la fibre a été détaillé et l'expérience correspondante est actuellement en cours de conception.

Le but pour cette expérience serait de se placer dans un des cas particulier qui a été étudié théoriquement et de mettre en évidence une modification spatio-temporelle des propriétés de cohérence du champs, voir une extraction partielle d'une des fréquences de modulation.

Conclusion générale

Mon travail de thèse a porté sur la manipulation des propriétés de cohérence spatio-temporelle d'un champ multimode au travers d'une expérience de mélange à deux ondes opto-numérique. L'objectif de ce travail était d'explorer une nouvelle technique de manipulation des propriétés de cohérence d'un faisceau possédant un contenu spatio-temporel multimode couplé. L'idée étant de mesurer les propriétés de cohérence de ce faisceau par interférométrie, puis de les modifier en conséquence grâce à un modulateur spatial de lumière à partir de ces informations recueillies par interférométrie. Le choix d'une telle configuration est de disposer d'un outil expérimental autoréférencé et parfaitement contrôlable, aussi bien pour la mesure de la cohérence que pour la manipulation du signal. Cette expérience a pour objectif de mettre en évidence une possible manipulation des propriétés de cohérence du signal multimode, voire d'une potentielle extraction d'information à partir d'un contenu spatio-temporel initial couplé.

Dans un premier temps, j'ai étudié l'interaction par mélange à deux ondes opto-numérique dans le cas d'un faisceau monomode gaussien. J'ai de ce fait mis en place un outil de manipulation du signal qui pourrait par la suite être complété pour traiter un signal multimode. J'ai élaboré une première expérience de mélange à deux ondes utilisant un interféromètre de Michelson et une caméra pour la partie interférométrique, et un SLM de phase pour la partie manipulation de signal. Conjointement, le formalisme mathématique de cette expérience a été développé afin de mettre en évidence les différents paramètres contrôlables intervenant dans la modification du champ par mélange à deux ondes. Plusieurs masques de phase simple ont été testés et il a été mis en évidence un effet de transfert d'énergie accompagné d'une modification spatiale du champ incident.

Cette expérience a été ensuite reliée aux propriétés de cohérence de la source. Jusqu'à présent, le signal utilisé était parfaitement cohérent. Il a donc fallu développer une source possédant des états spatiaux partiellement cohérents. Ceci a été réalisé à l'aide d'une source large bande associée à un filtre spectral, et une fibre faiblement multimode. La source est utilisée pour créer un signal partiellement cohérent, et la fibre est utilisée pour générer un certain nombre d'états spatiaux. Les propriétés de cohérence mutuelle entre deux modes particuliers du faisceau ont été caractérisées par l'interféromètre. Cette expérience simple a permis tout d'abord de tester plu-

sieurs possibilités de traitements des propriétés de cohérence dans le but de les utiliser pour créer le masque de phase à appliquer au SLM, et ensuite de mettre en évidence une première modification du champ en fonction de ses propres propriétés de cohérence.

La dernière partie de ce manuscrit est uniquement théorique, et constitue une suite directe des expériences réalisées avec la source partiellement cohérente, le sujet étant la possibilité de traiter un signal constitué de plusieurs composantes spatio-temporelles incohérentes. L'objectif est d'analyser dans quelle mesure il serait possible, à partir d'un contenu de deux modes couplés, d'extraire une information temporelle particulière. Une proposition d'expérience basée sur l'utilisation de deux modes de la fibre modulés à des fréquences différentes a été exposée. L'utilisation d'une source partiellement cohérente ne suffit pas à mettre en évidence la manipulation de la cohérence, mais l'expérience proposée dans le dernier chapitre permettrait de prouver expérimentalement la possibilité de manipuler à la fois spatialement et temporellement le signal. L'expérience proposée est en cours de réalisation. Il serait intéressant d'étudier différentes possibilités pour la manipulation des propriétés de cohérence faisceau, par le biais de différents masques de phases et différents filtrages de l'information à la sortie du montage, afin de vérifier s'il existe des méthodes permettant d'extraire efficacement une information d'un contenu couplé.

Les ambitions de ce projet sont d'étudier dans quelle mesure il est possible d'extraire un contenu spatio-temporel efficacement à l'aide de cette configuration de mélange à deux ondes opto-numérique.

Le travail effectué pendant ma thèse ouvre alors à court terme des perspectives d'études complémentaires. Il serait intéressant d'étudier des cas de régimes de couplage plus complexes, dans le cas de modes ne se propageant pas à la même vitesse, et dans le cas où les couplages sont répartis dans la fibre (jusqu'à présent, nous avons étudié le cas d'un couplage ponctuel). Les simulations pourraient être réalisées à partir d'un contenu spatio-temporel issu de signaux modulés selon des formats utilisés en communications optiques avec l'idée d'évaluer les performances d'un récepteur en présence d'un tel traitement en amont. Il serait également envisageable d'étendre cette étude vers des fibres fortement multimodales, où la figure d'interférence enregistrée formerait une figure de speckle plus complexe. Ce faisant, il serait utile de s'appuyer sur les études d'extraction d'informations temporelles dans les cristaux photoréfractifs qui mettent en œuvre des interactions de type mélange à deux ondes en cavités et de les transposer afin de séparer deux contenus spatio-temporels transmis à travers une fibre. Ce type d'expérience comportant plusieurs itérations pourraient rendre plus efficace l'extraction d'information et permettrait de réinjecter de la puissance optique dans le montage. Enfin, les effets de transferts de cohérence ou d'informations temporelles par mélange à deux ondes peuvent être étudiés entre le faisceau spatio-temporel issu d'une fibre et un autre faisceau sonde.

Bibliographie

- [1] J. W. Goodman. *Statistical optics*. 1985.
- [2] Leonard Mandel and Emil Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- [3] L. Mandel. Coherence and indistinguishability. *Optics Letters*, 16(23) :1882–1883, 1991.
- [4] Ari T. Friberg and Tero Setälä. Electromagnetic theory of optical coherence [invited]. *Journal of the Optical Society of America A*, 33(12) :2431–2442, 2016.
- [5] Emilie Benoit a la Guillaume, Salma Farahi, Emmanuel Bossy, Michel Gross, and Francois Ramaz. Acousto-optical coherence tomography with a digital holographic detection scheme. *Opt. Lett.*, 37(15) :3216–3218, Aug 2012.
- [6] Adolf Fercher, W Drexler, Christoph Hitzenberger, and Theo Lasser. Optical coherence tomography—principles and applications. *Rep. Prog. Phys*, 66, 02 2003.
- [7] G. J. Tearney, M. Shishkov, and B. E. Bouma. Spectrally encoded miniature endoscopy. *Opt. Lett.*, 27(6) :412–414, Mar 2002.
- [8] Michalina J Gora, Jenny S Sauk, Robert W Carruth, Kevin A Gallagher, Melissa J Suter, Norman S Nishioka, Lauren E Kava, Mireille Rosenberg, Brett E Bouma, and Guillermo J Tearney. Tethered capsule endomicroscopy enables less invasive imaging of gastrointestinal tract microstructure. *Nature medicine*, 19(2) :238–240, 02 2013.
- [9] Amir Porat, Esben Ravn Andresen, Hervé Rigneault, Dan Oron, Sylvain Gigan, and Ori Katz. Widefield lensless imaging through a fiber bundle via speckle correlations. *Opt. Express*, 24(15) :16835–16855, Jul 2016.
- [10] P. D. Maker and R. W. Terhune. Study of optical effects due to an induced polarization third order in the electric field strength. *Phys. Rev.*, 137 :A801–A818, Feb 1965.
- [11] GS Agarwal and Shubhrangshu Dasgupta. Superluminal propagation via coherent manipulation of the raman gain process. *Phys. Rev. A*, 70, 08 2004.
- [12] Dawid Borycki, Maciej Nowakowski, and Maciej Wojtkowski. Control of the optical field coherence by spatiotemporal light modulation. *Opt. Lett.*, 38(22) :4817–4820, Nov 2013.

- [13] Mark Saffman, Claus Benkert, and Dana Z. Anderson. Self-organizing photorefractive frequency demultiplexer. *Opt. Lett.*, 16(24) :1993–1995, Dec 1991.
- [14] Dana Z. Anderson, Mark Saffman, and Anno Hermanns. Manipulating the information carried by an optical beam with reflexive photorefractive beam coupling. *J. Opt. Soc. Am. B*, 12(1) :117–123, Jan 1995.
- [15] A. A. Zozulya, D. Z. Anderson, and M. Saffman. Control of mutual spatial coherence of temporal features by reflexive photorefractive coupling. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13(1) :41–54, Jan 1996.
- [16] Dana Anderson, Roger Brockett, and Nathan Nuttall. Information dynamics of photorefractive two-beam coupling. *Physical Review Letters - PHYS REV LETT*, 82 :1418–1421, 02 1999.
- [17] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics, Third Edition*. Academic Press, Inc., USA, 3rd edition, 2008.
- [18] Max Born and Emil Wolf. *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light (7th Edition)*. Cambridge University Press, 7th edition, 1999.
- [19] Mingjun Chi, Jean-Pierre Huignard, and Paul Michael Petersen. A general theory of two-wave mixing in nonlinear media. *J. Opt. Soc. Am. B*, 26(8) :1578–1584, Aug 2009.
- [20] François Sanchez. *Optique Non-Linéaire : Cours et problèmes résolus, François Sanchez*. Ellipses, 1999.
- [21] Hongzhi Kong, Cunkai Wu, and Mark Cronin-Golomb. Photorefractive two-beam coupling with reduced spatiotemporal coherence. *Optics Letters*, 16(15) :1183–1185, 1991.
- [22] Mark Cronin-Golomb, Hongzhi Kong, and Wieslaw Królikowski. Photorefractive two-beam coupling with light of partial spatiotemporal coherence. *Journal of the Optical Society of America B*, 9(9) :1698–1703, 1992.
- [23] N. V. Bogodaev, L. I. Ivleva, A. S. Korshunov, N. M. Polozkov, and V. V. Shkunov. Increase of light-beam coherence by two-wave mixing in photorefractive crystals. *Journal of the Optical Society of America B*, 10(12) :2287–2289, 1993.
- [24] Xianmin Yi, Shiuan Huei Lin, and Yeh. Contradirectional two-wave mixing with partially coherent waves in photorefractive crystals. In *Conference on Lasers and Electro-Optics*, volume 9, page CTuK2, Anaheim, California, 1996. Optical Society of America.
- [25] Xianmin Yi and Pochi Yeh. Two-wave mixing with partially coherent waves in high-speed photorefractive media. *Journal of the Optical Society of America B*, 14(11) :2885–2894, 1997.
- [26] Peter Günter and Jean-Pierre Huignard. *Photorefractive Materials and Their Applications 3 : Applications*. 01 2007.
- [27] Mark Saffman and Dana Z. Anderson. Mode multiplexing and holographic demultiplexing communication channels on a multimode fiber. *Optics Letters*, 16(5) :300–302, 1991.

- [28] S. Kraut, N. Nuttall, and D. Z. Anderson. Photorefractive two-beam coupling equations with multiple spatial–temporal features : an SVD approach. *Appl. Phys. B*, 68 :937–945, 1999.
- [29] Claus Benkert and Dana Anderson. Controlled competitive dynamics in a photorefractive ring oscillator : “winner-takes-all” and the “voting-paradox” dynamics. *Physical review. A*, 44 :4633–4638, 11 1991.
- [30] Germano Montemezzani, Gan Zhou, and Dana Anderson. Self-organized learning of purely temporal information in a photorefractive optical resonator. *Optics letters*, 19 :2012–4, 12 1994.
- [31] Edeline Fotheringham and Dana Z. Anderson. A miniature photorefractive circuit for principal component extraction. *Applied Optics*, 42(23) :4736–4746, 2003.
- [32] Nicolino Stasio, Donald B. Conkey, Christophe Moser, and Demetri Psaltis. Light control in a multicore fiber using the memory effect. *Optics Express*, 23(23) :30532, Nov 2015.
- [33] Artur Aleksanyan, Nina Kravets, and Etienne Brasselet. Multiple-star system adaptive vortex coronagraphy using a liquid crystal light valve. *Phys. Rev. Lett.*, 118 :203902, May 2017.
- [34] S. Residori, U. Bortolozzo, and J. P. Huignard. Liquid crystal light valves as optically addressed liquid crystal spatial light modulators : optical wave mixing and sensing applications. *Liquid Crystals Reviews*, 6(1) :1–16, 01 2018.
- [35] F. Morichetti, S. Grillanda, M. Carminati, G. Ferrari, M. Sampietro, M. J. Strain, M. Sorel, and A. Melloni. Non-invasive on-chip light observation by contactless waveguide conductivity monitoring. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 20(4) :292–301, 2014.
- [36] Reza Nasiri Mahalati, Daulet Askarov, Jeffrey P. Wilde, and Joseph M. Kahn. Adaptive control of input field to achieve desired output intensity profile in multimode fiber with random mode coupling. *Opt. Express*, 20(13) :14321–14337, Jun 2012.
- [37] Andrew Forbes, Angela Dudley, and Melanie McLaren. Creation and detection of optical modes with spatial light modulators. *Advances in Optics and Photonics*, 8(2) :200–227, 2016.
- [38] Tomáš Čížmár and Kishan Dholakia. Shaping the light transmission through a multimode optical fibre : complex transformation analysis and applications in biophotonics. *Opt. Express*, 19(20) :18871–18884, Sep 2011.
- [39] Tomáš Čížmár and Kishan Dholakia. Exploiting multimode waveguides for pure fibre-based imaging. *Nature Communications*, 3(1), Jan 2012.
- [40] Antonio M. Caravaca-Aguirre and Rafael Piestun. Single multimode fiber endoscope. *Opt. Express*, 25(3) :1656–1665, Feb 2017.
- [41] Ioannis N. Papadopoulos, Salma Farahi, Christophe Moser, and Demetri Psaltis. High-resolution, lensless endoscope based on digital scanning through a multimode optical fiber. *Biomedical Optics Express*, 4(2) :260–270, 2013.

- [42] Mickael Mounaix, Daria Andreoli, Hugo Defienne, Giorgio Volpe, Ori Katz, Samuel Grésillon, and Sylvain Gigan. Spatiotemporal coherent control of light through a multiple scattering medium with the multispectral transmission matrix. *Physical Review Letters*, 116(25), Jun 2016.
- [43] Moussa N’Gom, Miao-Bin Lien, Nooshin M. Estakhri, Theodore B. Norris, Eric Michielssen, and Raj Rao Nadakuditi. Controlling light transmission through highly scattering media using semi-definite programming as a phase retrieval computation method. *Scientific Reports*, 7(1) :2518, 2017.
- [44] Wen Xiong, Philipp Ambichl, Yaron Bromberg, Brandon Redding, Stefan Rotter, and Hui Cao. Spatiotemporal control of light transmission through a multimode fiber with strong mode coupling. *Physical Review Letters*, 117(5), Jul 2016.
- [45] Wen Xiong, Philipp Ambichl, Yaron Bromberg, Brandon Redding, Stefan Rotter, and Hui Cao. Principal modes in multimode fibers : exploring the crossover from weak to strong mode coupling. *Opt. Express*, 25(3) :2709–2724, Feb 2017.
- [46] Philipp Ambichl, Wen Xiong, Yaron Bromberg, Brandon Redding, Hui Cao, and Stefan Rotter. Super- and anti-principal-modes in multimode waveguides. *Physical Review X*, 7(4), Nov 2017.
- [47] Moti Fridman, Micha Nixon, Mark Dubinskii, Asher A. Friesem, and Nir Davidson. Principal modes in fiber amplifiers. *Opt. Lett.*, 36(3) :388–390, Feb 2011.
- [48] Cen Xia, Neng Bai, Ibrahim Ozdur, Xiang Zhou, and Guifang Li. Supermodes for optical transmission. *Opt. Express*, 19(17) :16653–16664, Aug 2011.
- [49] Adrian A. Juarez, Christian A. Bunge, Stefan Warm, and Klaus Petermann. Perspectives of principal mode transmission in mode-division-multiplex operation. *Optics Express*, 20(13) :13810–13824, 2012.
- [50] Joel Carpenter, Benjamin J. Eggleton, and Jochen Schröder. Comparison of principal modes and spatial eigenmodes in multimode optical fibre. *Laser & Photonics Reviews*, 11(1) :1600259, Dec 2016.
- [51] Pascal Picart, Michel Gross, Pierre Marquet, Sébastien Coëtmellec, Denis Lebrun, M. Brunel, Jean-Michel Dese, Ahmed El Mallahi, Christophe Minetti, Frank Dubois, Benjamin Rappaz, Nicolas Pavillon, Marc Georges, Nicolas Verrier, and Michael Atlan. *New Techniques in Digital Holography*. 02 2015.
- [52] Christopher Barsi, Wenjie Wan, and Jason W. Fleischer. Imaging through nonlinear media using digital holography. 2009.
- [53] M. Paurisse, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, C. Bellanger, A. Brignon, and J. P. Huignard. Phase and amplitude control of a multimode lma fiber beam by use of digital holography. *Optics Express*, 17(15) :13000–13008, 2009.
- [54] Umberto Bortolozzo, Daniel Dolfi, Jean-Pierre Huignard, Stéphanie Molin, Arnaud Peigné, and Stefania Residori. Self-adaptive vibrometry with cmos-cos digital holography. *Opt. Lett.*, 40(7) :1302–1305, Apr 2015.
- [55] Meng Cui and Changhui Yang. Implementation of a digital optical phase conjugation system and its application to study the robustness of turbidity suppression by phase conjugation. *Optics Express*, 18(4) :3444–3455, 2010.

- [56] Zahid Yaqoob, Demetri Psaltis, Michael S. Feld, and Changhuei Yang. Optical phase conjugation for turbidity suppression in biological samples. *Nature Photonics*, 2(2) :110–115, Jan 2008.
- [57] Alexandre Goy and Demetri Psaltis. Digital reverse propagation in focusing kerr media. *Physical Review A*, 83(3), Mar 2011.
- [58] Ioannis N. Papadopoulos, Salma Farahi, Christophe Moser, and Demetri Psaltis. Focusing and scanning light through a multimode optical fiber using digital phase conjugation. *Opt. Express*, 20(10) :10583–10590, May 2012.
- [59] Donald B. Conkey, Antonio M. Caravaca-Aguirre, and Rafael Piestun. High-speed scattering medium characterization with application to focusing light through turbid media. *Optics Express*, 20(2) :1733–1740, 2012.
- [60] Jochen Aulbach, Bergin Gjonaj, Patrick M. Johnson, Allard P. Mosk, and Ad Lagendijk. Control of light transmission through opaque scattering media in space and time. *Physical Review Letters*, 106(10), Mar 2011.
- [61] Ori Katz, Eran Small, Yaron Bromberg, and Yaron Silberberg. Focusing and compression of ultrashort pulses through scattering media. *Nature Photonics*, 5(6) :372–377, May 2011.
- [62] Umberto Bortolozzo, Stefania Residori, and Jean-Pierre Huignard. Transmissive liquid crystal light-valve for near-infrared applications. *Appl. Opt.*, 52(22) :E73–E77, Aug 2013.
- [63] I. M. Vellekoop and A. P. Mosk. Focusing coherent light through opaque strongly scattering media. *Opt. Lett.*, 32(16) :2309–2311, Aug 2007.
- [64] Donald B. Conkey, Eirini Kakkava, Thomas Lanvin, Damien Loterie, Nicolino Stasio, Edgar Morales-Delgado, Christophe Moser, and Demetri Psaltis. High power, ultrashort pulse control through a multi-core fiber for ablation. *Opt. Express*, 25(10) :11491–11502, May 2017.
- [65] Sébastien Popoff, Geoffroy Lerosey, Mathias Fink, Albert Claude Boccara, and Sylvain Gigan. Image transmission through an opaque material. *Nature Communications*, 1(1) :81, 2010.
- [66] Su-Juan Liu, Di Wang, Song-Jie Li, and Qiong-Hua Wang. Effective information processing method to produce a computer-generated hologram based on a spatial light modulator. *Applied Optics*, 55(32) :9250–9254, 2016.
- [67] Nicolas Bachelard, Sylvain Gigan, Xavier Noblin, and Patrick Sebbah. Adaptive pumping for spectral control of random lasers. *Nature Physics*, 10(6) :426–431, Apr 2014.
- [68] Edgar E. Morales-Delgado, Salma Farahi, Ioannis N. Papadopoulos, Demetri Psaltis, and Christophe Moser. Delivery of focused short pulses through a multimode fiber. *Optics Express*, 23(7) :9109, Apr 2015.
- [69] Bahaa Saleh and Malvin Teich. *Fundamentals of Photonics, 2nd Edition*. 06 2007.
- [70] Jeroen Beeckman, Kristiaan Neyts, and Pieter Vanbrabant. Liquid-crystal photonic applications. *OPTICAL ENGINEERING*, 50(8) :17, 2011.

- [71] Konstantin Shcherbin, Igor Gvozдовskyy, and Dean R. Evans. Infrared sensitive liquid crystal light valve with semiconductor substrate. *Appl. Opt.*, 55(5) :1076–1081, Feb 2016.
- [72] Mickael Mounaix, Hugo Defienne, and Sylvain Gigan. Deterministic light focusing in space and time through multiple scattering media with a time-resolved transmission matrix approach. *Physical Review A*, 94(4), Oct 2016.
- [73] N. Amaya, S. Yan, M. Channegowda, B. R. Rofoee, Y. Shu, M. Rashidi, Y. Ou, E. Hugues-Salas, G. Zervas, R. Nejabati, D. Simeonidou, B.J. Puttnam, W. Klaus, J. Sakaguchi, T. Miyazawa, Y. Awaji, H. Harai, and N. Wada. Software defined networking (sdn) over space division multiplexing (sdm) optical networks : features, benefits and experimental demonstration. *Opt. Express*, 22(3) :3638–3647, Feb 2014.
- [74] Clemens Koebele, Massimiliano Salsi, Donato Sperti, Patrice Tran, Patrick Brindel, Haik Mardoyan, Sébastien Bigo, Aurélien Boutin, Frédéric Verluise, Pierre Sillard, Marianne Astruc, Lionel Provost, Frédéric Cerou, and Gabriel Charlet. Two mode transmission at 2x100gb/s, over 40km-long prototype few-mode fiber, using lcos-based programmable mode multiplexer and demultiplexer. *Opt. Express*, 19(17) :16593–16600, Aug 2011.
- [75] Guifang Li, Neng Bai, Ningbo Zhao, and Cen Xia. Space-division multiplexing : the next frontier in optical communication. *Adv. Opt. Photon.*, 6(4) :413–487, Dec 2014.
- [76] D. J. Richardson, J. M. Fini, and L. E. Nelson. Space-division multiplexing in optical fibres. *Nature Photonics*, 7(5) :354–362, Apr 2013.
- [77] Micha Nixon, Ori Katz, Eran Small, Yaron Bromberg, Asher A. Friesem, Yaron Silberberg, and Nir Davidson. Real-time wavefront shaping through scattering media by all-optical feedback. *Nature Photonics*, 7(11) :919–924, Oct 2013.
- [78] Govind P. Agrawal. Nonlinear fiber optics. In P. L. Christiansen, M. P. Sørensen, and A. C. Scott, editors, *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*, pages 195–211, Berlin, Heidelberg, 2000. Springer Berlin Heidelberg.
- [79] Emmanuel Desurvire, Dominique Bayart, Bertrand Desthieux, and Sébastien Bigo. *Erbium-doped fiber amplifiers : Device and System Developments*, volume 2. Wiley-Interscience New York, NY, 2002.
- [80] A. D. Ellis and F. C. G. Gunning. Spectral density enhancement using coherent wdm. *IEEE Photonics Technology Letters*, 17(2) :504–506, 2005.
- [81] Hiroaki Sanjoh, Eiichi Yamada, and A. Yoshikuni, Yuzo ED Sawchuk. Optical orthogonal frequency division multiplexing using frequency/time domain filtering for high spectral efficiency up to 1 bit/s/hz. In *Optical Fiber Communications Conference*, volume 70, page ThD1, Anaheim, California, 2002. Optical Society of America.
- [82] Arthur James Lowery and Jean Armstrong. Orthogonal-frequency-division multiplexing for dispersion compensation of long-haul optical systems. *Optics Express*, 14(6) :2079–2084, 2006.

- [83] Ivan B. Djordjevic. Energy-efficient spatial-domain-based hybrid multidimensional coded-modulations enabling multi-tb/s optical transport. *Opt. Express*, 19(17) :16708–16714, Aug 2011.
- [84] Tatsuki Tahara, Toru Kaku, and Yasuhiko Arai. Single-shot color digital holography based on spatial frequency-division multiplexing and space-bandwidth capacity-enhance. In *JSAP-OSA Joint Symposia 2014 Abstracts*, pages 20a–C4–6. Optical Society of America, 2014.
- [85] Ezra Ip, Alan Pak Tao Lau, Daniel J. F. Barros, and Joseph M. Kahn. Coherent detection in optical fiber systems. *Optics Express*, 16(2) :753–791, 2008.
- [86] Xiang Liu, S. Chandrasekhar, and Andreas Leven. Digital self-coherent detection. *Optics Express*, 16(2) :792–803, 2008.
- [87] Seb J. Savory. Digital filters for coherent optical receivers. *Optics Express*, 16(2) :804–817, 2008.
- [88] Akihide Sano, Takayuki Kobayashi, Eiji Yoshida, and Yutaka Miyamoto. Ultra-high capacity optical transmission technologies for 100 tbit/s optical transport networks. *IEICE Transactions*, 94-B :400–408, 02 2011.
- [89] C. E. Shannon. A mathematical theory of communication. *SIGMOBILE Mob. Comput. Commun. Rev.*, 5(1) :3–55, January 2001.
- [90] Andrew D. Ellis, Jian Zhao, and David Cotter. Approaching the non-linear shannon limit. *Journal of Lightwave Technology*, 28(4) :423–433, 2010.
- [91] K. S. Abedin, T. F. Taunay, M. Fishteyn, M. F. Yan, B. Zhu, J. M. Fini, E. M. Monberg, F.V. Dimarcello, and P.W. Wisk. Amplification and noise properties of an erbium-doped multicore fiber amplifier. *Opt. Express*, 19(17) :16715–16721, Aug 2011.
- [92] Tetsuya Hayashi, Toshiki Taru, Osamu Shimakawa, Takashi Sasaki, and Eisuke Sasaoka. Design and fabrication of ultra-low crosstalk and low-loss multi-core fiber. *Opt. Express*, 19(17) :16576–16592, Aug 2011.
- [93] S. Jain, Y. Jung, T. C. May-Smith, S. U. Alam, J. K. Sahu, and D. J. Richardson. Few-mode multi-element fiber amplifier for mode division multiplexing. *Opt. Express*, 22(23) :29031–29036, Nov 2014.
- [94] Guillaume Labroille, Bertrand Denolle, Pu Jian, Philippe Genevaux, Nicolas Treppe, and Jean-François Morizur. Efficient and mode selective spatial mode multiplexer based on multi-plane light conversion. *Optics Express*, 22(13) :15599, Jun 2014.
- [95] Jordi Vuong, Petros Ramantanis, Yann Frignac, Massimiliano Salsi, Philippe Genevaux, Djalal F. Bendimerad, and Gabriel Charlet. Mode coupling at connectors in mode-division multiplexed transmission over few-mode fiber. *Opt. Express*, 23(2) :1438–1455, Jan 2015.
- [96] Peter M. Krummrich. Optical amplification and optical filter based signal processing for cost and energy efficient spatial multiplexing. *Opt. Express*, 19(17) :16636–16652, Aug 2011.
- [97] Tetsuya Hayashi, Yoshiaki Tamura, Takemi Hasegawa, and Toshiki Taru. Record-low spatial mode dispersion and ultra-low loss coupled multi-core fiber

- for ultra-long-haul transmission. *Journal of Lightwave Technology*, 35(3) :450–457, 2017.
- [98] Kohki Shibahara, Takayuki Mizuno, Doohwan Lee, Yutaka Miyamoto, Hiro-taka Ono, Kazuhide Nakajima, Yoshimichi Amma, Katsuhiro Takenaga, and Kunimasa Saitoh. Dmd-unmanaged long-haul sdm transmission over 2500-km 12-core \times 3-mode mc-fmf and 6300-km 3-mode fmf employing intermodal interference canceling technique. *Journal of Lightwave Technology*, 37(1) :138–147, 2019.
- [99] Joel Carpenter and Timothy D. Wilkinson. Characterization of multi-mode fiber by selective mode excitation. *Journal of Lightwave Technology*, 30(10) :1386–1392, 2012.
- [100] Joel Carpenter and Timothy Wilkinson. All optical mode-multiplexing using holography and multimode fiber couplers. *Lightwave Technology, Journal of*, 30 :1978–1984, 06 2012.
- [101] Peng Lu, Matthew Shipton, Anbo Wang, Shay Soker, and Yong Xu. Adaptive control of waveguide modes in a two-mode-fiber. *Opt. Express*, 22(3) :2955–2964, Feb 2014.
- [102] Angela Amphawan. Holographic mode-selective launch for bandwidth enhancement in multimode fiber. *Optics Express*, 19(10) :9056–9065, 2011.
- [103] Kohei Aoki, Atsushi Okamoto, Yuta Wakayama, Akihisa Tomita, and Satoshi Honma. Selective multimode excitation using volume holographic mode multiplexer. *Opt. Lett.*, 38(5) :769–771, Mar 2013.
- [104] Sergio G. Leon-Saval, Nicolas K. Fontaine, Joel R. Salazar-Gil, Burcu Ercan, Roland Ryf, and Joss Bland-Hawthorn. Mode-selective photonic lanterns for space-division multiplexing. *Opt. Express*, 22(1) :1036–1044, Jan 2014.
- [105] Xiling Shen, Joseph M. Kahn, and Mark A. Horowitz. Compensation for multimode fiber dispersion by adaptive optics. *Opt. Lett.*, 30(22) :2985–2987, Nov 2005.
- [106] Keang-Po Ho and Joseph M. Kahn. Mode-dependent loss and gain : statistics and effect on mode-division multiplexing. *Opt. Express*, 19(17) :16612–16635, Aug 2011.
- [107] K. Ho and J. M. Kahn. Statistics of group delays in multimode fiber with strong mode coupling. *Journal of Lightwave Technology*, 29(21) :3119–3128, 2011.
- [108] Peter J. Winzer and Gerard J. Foschini. MIMO capacities and outage probabilities in spatially multiplexed optical transport systems. *Opt. Express*, 19(17) :16680–16696, Aug 2011.
- [109] Abdullah Al Amin, An Li, Simin Chen, Xi Chen, Guan-Jun Gao, and William Shieh. Dual-lp₁₁ mode 4x4 mimo-ofdm transmission over a two-mode fiber. *Opt. Express*, 19(17) :16672–16679, Aug 2011.
- [110] Pierre Sillard, Marianne Bigot-Astruc, David Boivin, Hélène Maerten, and Lionel Provost. Few-mode fiber for uncoupled mode-division multiplexing transmissions. In *37th European Conference and Exposition on Optical Communications*, page Tu.5.LeCervin.7, Geneva, 2011. Optical Society of America.

- [111] Xi Chen, An Li, Jia Ye, Abdullah Al Amin, and William Shieh. Reception of mode-division multiplexed superchannel via few-mode compatible optical add/drop multiplexer. *Optics Express*, 20(13) :14302–14307, 2012.
- [112] Massimiliano Salsi, Clemens Koebele, Donato Sperti, Patrice Tran, Haik Mardoyan, Patrick Brindel, Sébastien Bigo, Aurélien Boutin, Frédéric Verluise, Pierre Sillard, Marianne Bigot-Astruc, Lionel Provost, and Gabriel Charlet. Mode-division multiplexing of 2×100 gb/s channels using an lcos-based spatial modulator. *J. Lightwave Technol.*, 30(4) :618–623, Feb 2012.
- [113] Andrea Annoni, Emanuele Guglielmi, Marco Carminati, Giorgio Ferrari, Marco Sampietro, David AB Miller, Andrea Melloni, and Francesco Morichetti. Unscrambling light—automatically undoing strong mixing between modes. *Light : Science & Applications*, 6 :e17110 EP –, 12 2017.
- [114] Jun Yang and Daniel A. Nolan. Using state tomography for characterizing input principal modes in optically scattering medium. *Opt. Express*, 24(24) :27691–27701, Nov 2016.
- [115] Moussa N’Gom, Theodore B. Norris, Eric Michielssen, and Raj Rao Nadakuditi. Mode control in a multimode fiber through acquiring its transmission matrix from a reference-less optical system. *Opt. Lett.*, 43(3) :419–422, Feb 2018.
- [116] S. M. Popoff, G. Lerosey, R. Carminati, M. Fink, A. C. Boccara, and S. Gigan. Measuring the transmission matrix in optics : An approach to the study and control of light propagation in disordered media. *Physical Review Letters*, 104(10), Mar 2010.
- [117] R. Magnusson and T. K. Gaylord. Diffraction efficiencies of thin phase gratings with arbitrary grating space. *J. Opt. Soc. Am.*, 68 :806–809, 1978.
- [118] R. Magnusson and T. K. Gaylord. Diffraction regimes of transmission gratings. *J. Opt. Soc. Am.*, 68 :809–814, 1978.
- [119] S. Mallick. Effets d’épaisseur dans les réseaux. *École d’été d’optoélectronique*, pages 95–111.

Annexes

ANNEXE A : Calcul des efficacités théoriques obtenues pour différents réseaux de phase

Réseau binaire [117–119]

La fonction de transmission d'un réseau binaire de modulation Γ et de période Λ s'écrit comme un produit de convolution par un peigne de Dirac de pas Λ :

$$t(x) = e^{i\phi(x)} \star \text{III}_\Lambda \text{ avec } \phi(x) = \begin{cases} \Gamma & \text{si } 0 < x < \frac{\Lambda}{2} \\ 0 & \text{si } \frac{\Lambda}{2} < x < \Lambda \end{cases} \quad (4.29)$$

La transformée de Fourier de cette fonction est :

$$\tilde{t}(\sigma) = TF[e^{i\phi(x)}].TF[\text{III}_\Lambda(x)] \quad (4.30)$$

$$\tilde{t}(\sigma) = \left[\int_0^{\frac{\Lambda}{2}} e^{im} e^{2i\pi\sigma x} dx + \int_{\frac{\Lambda}{2}}^\Lambda e^{2i\pi\sigma x} dx \right] \cdot \frac{1}{\Lambda} \text{III}_{\frac{1}{\Lambda}}(\sigma) \quad (4.31)$$

Si $\sigma = 0$:

$$\tilde{t}(0) = \frac{e^{i\Gamma} + 1}{2} \cdot \text{III}_{\frac{1}{\Lambda}}(0) \quad (4.32)$$

$$\tilde{t}(0) = e^{i\frac{\Gamma}{2}} \cos\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \quad (4.33)$$

Si $\sigma \neq 0$:

$$\tilde{t}(\sigma) = \frac{1}{i2\pi\sigma\Lambda} \left[e^{i\Gamma} (e^{2i\pi\sigma\frac{\Lambda}{2}} - 1) + (e^{2i\pi\sigma\Lambda} - e^{i2\pi\sigma\frac{\Lambda}{2}}) \right] \cdot \text{III}_{\frac{1}{\Lambda}}(\sigma) \quad (4.34)$$

$$\tilde{t}(\sigma) = \frac{e^{2i\pi\sigma\frac{\Lambda}{2}}}{i2\pi\sigma\Lambda} \left(e^{i\Gamma-2i\pi\sigma\frac{\Lambda}{2}} + 1 \right) \left(e^{i2\pi\sigma\frac{\Lambda}{2}} - 1 \right) \cdot \text{III}_{\frac{1}{\Lambda}}(\sigma) \quad (4.35)$$

$$\tilde{t}(\sigma) = \frac{2}{\pi\sigma\Lambda} e^{i\frac{\Gamma}{2}} \cos\left(\frac{\Gamma}{2} - \frac{\pi\Lambda\sigma}{2}\right) \sin\left(\frac{\pi\Lambda\sigma}{2}\right) \cdot \text{III}_{\frac{1}{\Lambda}}(\sigma) \quad (4.36)$$

$$\tilde{t}(\sigma) = \frac{2}{\pi\sigma\Lambda} e^{i\frac{\Gamma}{2}} \sin\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \sin^2\left(\frac{\pi\Lambda\sigma}{2}\right) \cdot \text{III}_{\frac{1}{\Lambda}}(\sigma) \quad (4.37)$$

$$\tilde{t}\left(\frac{n}{\Lambda}\right) = \frac{2}{\pi n} e^{i\frac{\Gamma}{2}} \sin\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \sin^2\left(\frac{\pi n}{2}\right) \quad (4.38)$$

Dans l'espace de Fourier, l'écart entre deux ordres de diffraction consécutifs est l'inverse de la période du réseau et vaut $1/\Lambda$. L'intensité de chaque ordre de diffraction n est proportionnelle au carré de la transformée de Fourier de la fonction de transmission.

L'efficacité de diffraction dans l'ordre k vaut donc $\eta(n) = |\tilde{t}(\frac{n}{\Lambda})|^2$.

Pour l'ordre zéro où elle vaut : $\eta(0) = \cos^2(\frac{\Gamma}{2})$

Pour n pair : $\eta(n) = 0$

Pour n impair : $\eta(n) = \frac{4}{\pi^2 n^2} \sin^2(\frac{\Gamma}{2})$

Réseau sinusoïdal

La fonction de transmission pour ce réseau est :

$$t(x) = e^{i\phi(x)} \text{ avec } \phi(x) = \frac{\Gamma}{2} \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda}x\right) \quad (4.39)$$

Cette expression peut être décomposée en série en faisant apparaître des fonction de Bessel.

$$t(x) = J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} J_n\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \left(e^{in\frac{2\pi}{\Lambda}x} + e^{-in\frac{2\pi}{\Lambda}x} \right) \quad (4.40)$$

$$\tilde{t}(\sigma) = J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right)\delta(0) + \sum_{n=1}^{\infty} J_n\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \left(\delta\left(\frac{n}{\Lambda} - \sigma\right) + \delta\left(\frac{n}{\Lambda} + \sigma\right) \right) \quad (4.41)$$

Pour n entier $\tilde{t}(\frac{n}{\Lambda}) = J_n\left(\frac{\Gamma}{2}\right)$

L'efficacité de diffraction dans l'ordre n vaut alors : $\eta(n) = J_n^2\left(\frac{\Gamma}{2}\right)$

ANNEXE B

Cette section réalise les mêmes mesures que la section 3.3, dans le cas de l'interférence entre les modes LP01 et LP21.

Le profil transverse du faisceau à la sortie de la fibre est simulé en utilisant les poids suivants :

LP01	LP11	LP21	LP02
0.25	1	0.4	0.3

La comparaison entre le faisceau à la sortie de la fibre et son profil simulé sont affichés sur la figure 4.14.

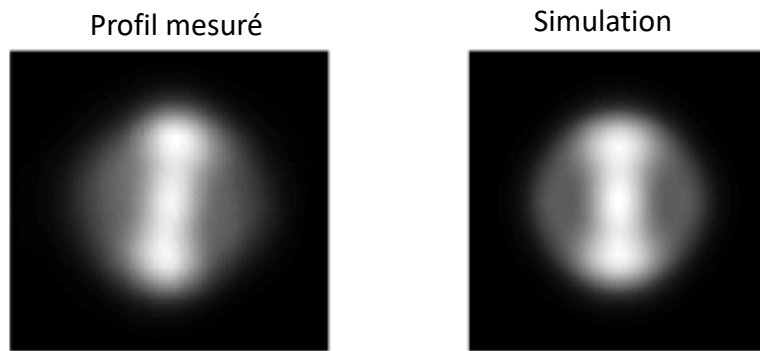


FIGURE 4.14 – Profil du faisceau à la sortie de la fibre, et simulations visant à modéliser le faisceau

La figure d'interférence mesurée sur la caméra est affichée sur la figure 4.15.a. La figure présente quatre lobes modulés par des franges. Les franges d'interférence des lobes de gauche et de droite possèdent la même phase alors que les lobes du haut et du bas sont déphasés de π . Par ailleurs, le contraste des franges est meilleur pour les lobes de gauche et de droite, par rapport à ceux du haut et du bas. Le masque de phase créé à partir de cet interférogramme est donné sur la figure 4.15.b et correspond au taux de modulation de l'interférogramme. Les oppositions de phase entre deux lobes adjacents ainsi que le contraste des franges est mieux visible sur cette figure.

L'efficacité de diffraction à la sortie du mélange à deux ondes est étudié au centre de chacun des lobes, repérés sur la figure 4.15.c. L'évolution de l'efficacité de diffraction est affichée sur la figure 4.17 en fonction de Γ pour différentes valeurs de ϕ . Nous observons que pour les lobes b et d, le contraste du masque de phase est plus élevé, et l'évolution de l'efficacité de diffraction est plus rapide que pour les lobes a et c où le contraste est moindre. Les mesures sont affichées en regard de simulations numériques. Qualitativement, l'allure des courbes est bien retrouvée et les déphasages utilisés correspondent bien à ceux mesurés. Des différences sont visibles, et peuvent être dues à un mauvais repérage du point d'étude sur chacun des lobes ou à un désalignement du montage expérimental.

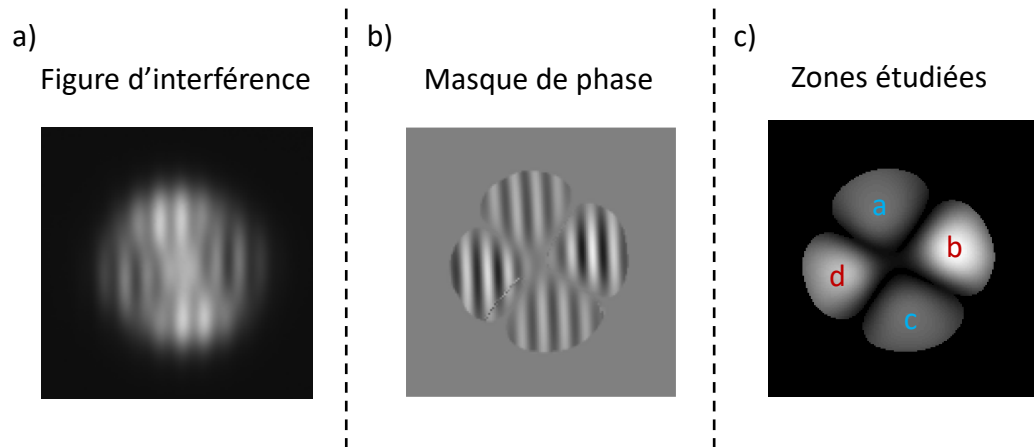


FIGURE 4.15 – Figure d'interférence sur la caméra, masque de phase créé à partir du taux de modulation, et zones dans lesquelles sont mesurées l'efficacité de diffraction

Par ailleurs, la figure 4.16 présente une mesure d'un glissement de la phase, due à la mauvaise superposition entre la figure d'interférence et le masque de phase. En effet, le point sur le lobe b devrait en théorie posséder la même valeur de ϕ et que le point sur le lobe d (figure 4.15.c). Après avoir effectué les mesures de transfert d'énergie, nous nous sommes rendus compte que le déphasage relatif entre la figure d'interférence et le masque de phase n'est pas le même en ces deux points. La différence de la phase ϕ peut être retrouvée en utilisant la figure 4.16.

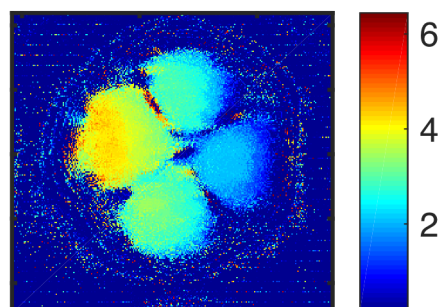


FIGURE 4.16 – Dérive de la phase mesurée

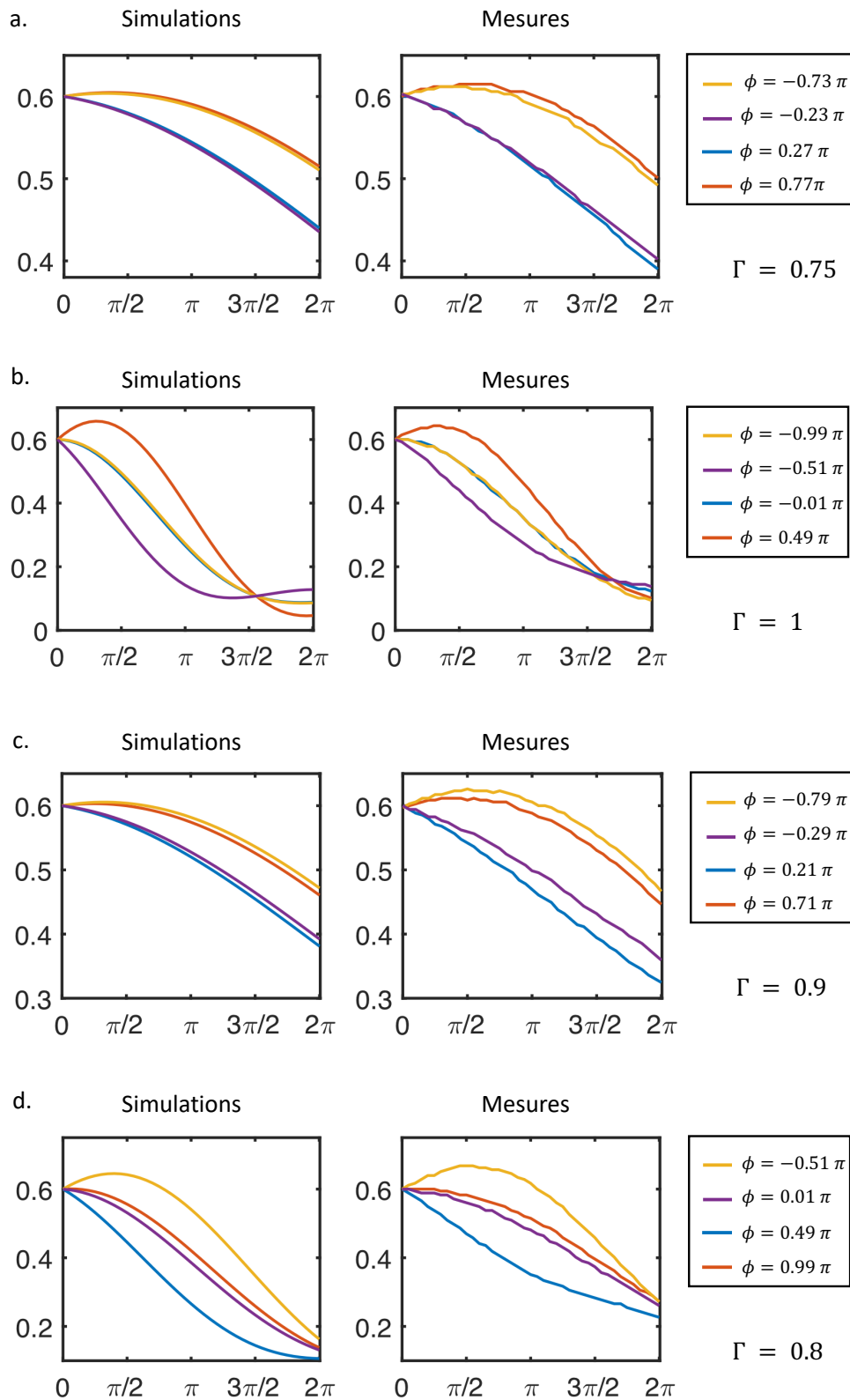


FIGURE 4.17 – Évolution de l'efficacité de diffraction en fonction de Γ pour différentes valeurs de déphasage dans le cas des interférences entre LP01 et LP21. Masque de phase de la figure 4.15. L'efficacité de diffraction est mesuré respectivement dans les zones a, b, c et d de la figure 4.15

ANNEXE C : Évolution des coefficients de corrélation par une interaction de mélange à deux ondes numérique

Cette section a pour but de présenter un développement mathématique de l'évolution des coefficients de corrélation après le mélange à deux ondes.

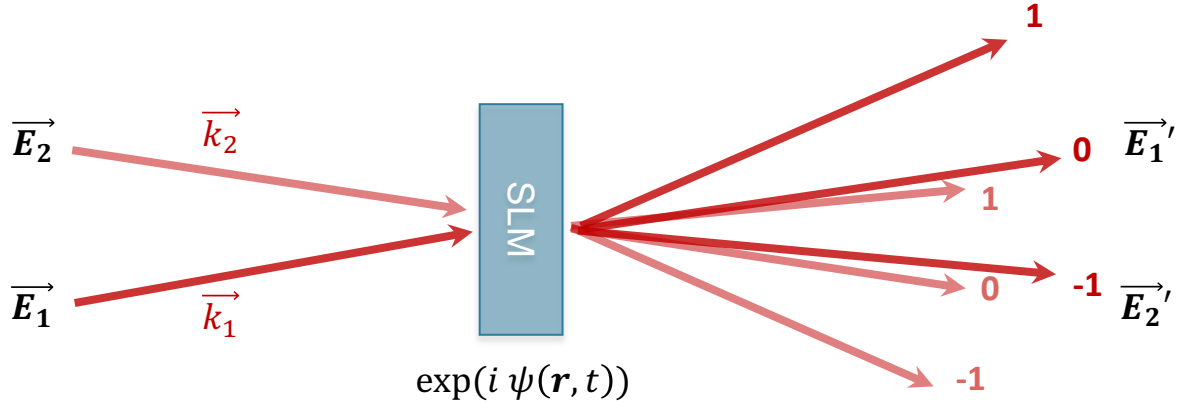


FIGURE 4.18 – Schéma de mélange à deux ondes par un SLM

Les deux champs E_1 et E_2 proviennent d'un même champ initial, de telle sorte que l'amplitude des champs ne diffère que d'un terme de rapport d'intensité ρ

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}, t)e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} + \Psi(t)} \quad (4.42)$$

alors

$$\begin{cases} \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) = \sqrt{\rho}A(\mathbf{r}, t)e^{i\mathbf{k}_1\cdot\mathbf{r} + \Psi_1(t)} \\ \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = \sqrt{1 - \rho}A(\mathbf{r}, t)e^{i\mathbf{k}_2\cdot\mathbf{r} + \Psi_2(t)} \end{cases} \quad (4.43)$$

Les amplitudes des champs sont :

$$\begin{cases} A_1(\mathbf{r}, t) = \sqrt{\rho}A(\mathbf{r}, t)e^{\Psi_1(t)} \\ A_2(\mathbf{r}, t) = \sqrt{1 - \rho}A(\mathbf{r}, t)e^{\Psi_2(t)} \end{cases} \quad (4.44)$$

Les fonctions d'auto corrélation et de corrélation croisée entre A_1 et A_2 sont introduites (on suppose les signaux stationnaires) :

$$G_1^{(1)}(\mathbf{r}, \tau) = \langle A_1(\mathbf{r}, t)A_1^*(\mathbf{r}, t - \tau) \rangle \quad (4.45)$$

$$G_2^{(1)}(\mathbf{r}, \tau) = \langle A_2(\mathbf{r}, t)A_2^*(\mathbf{r}, t - \tau) \rangle \quad (4.46)$$

$$G^{(1)}(\mathbf{r}, \tau) = \langle A_1(\mathbf{r}, t)A_2^*(\mathbf{r}, t - \tau) \rangle = \langle A_1^*(\mathbf{r}, t - \tau)A_2(\mathbf{r}, t) \rangle \quad (4.47)$$

Ces trois fonctions sont reliées les unes aux autres dans la mesure où :

$$G_1^{(1)}(\mathbf{r}, \tau) = \rho \langle A(\mathbf{r}, t)A^*(\mathbf{r}, t - \tau) \rangle \quad (4.48)$$

$$G_2^{(1)}(\mathbf{r}, \tau) = (1 - \rho) \langle A(\mathbf{r}, t) A^*(\mathbf{r}, t - \tau) \rangle \quad (4.49)$$

$$G^{(1)}(\mathbf{r}, \tau) = \sqrt{\rho(1 - \rho)} \langle A(\mathbf{r}, t) A^*(\mathbf{r}, t - \tau) \rangle \quad (4.50)$$

On a donc :

$$G^{(1)}(\mathbf{r}, \tau) = \sqrt{G_1^{(1)}(\mathbf{r}, \tau) \times G_2^{(1)}(\mathbf{r}, \tau)} \quad (4.51)$$

Les champs E_1 et E_2 interfèrent au niveau du SLM. La figure d'interférence s'écrit :

$$|\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t - \tau)|^2 = |\mathbf{E}_1|^2 + |\mathbf{E}_2|^2 + 2Re(\langle A_1(\mathbf{r}, t) A_2^*(\mathbf{r}, t - \tau) \rangle_T) \cos(2k_x x)$$

Seul le terme de modulation est conservé et utilisé comme masque de phase sur le SLM. Ainsi il vient :

$$\Psi(\mathbf{r}, \tau) = \frac{\Gamma}{2} Re(G^{(1)}(\mathbf{r}, \tau)) \cos(2k_x x + \phi) \quad (4.52)$$

Γ correspond à un contraste de phase entre 0 et 2π . ϕ correspond à un décalage des franges par rapport à la figure d'interférence initiale. Ces deux paramètres sont contrôlés par ordinateur.

La fonction de transmission du SLM vaut donc :

$$t(\mathbf{r}, \tau) = e^{i\Psi(\mathbf{r}, \tau)} \quad (4.53)$$

développable en série de Bessel*

Les champs à la sortie du mélange à deux ondes sont la superposition de deux ordres de diffractions provenant chacun d'un champ incident. Dans les directions de diffractions principales :

$$\begin{cases} A_1'(\mathbf{r}, t) = A_1(\mathbf{r}, t) J_0\left(\frac{\Gamma}{2} Re(G^{(1)}(\mathbf{r}, \tau))\right) + ie^{-i\phi} A_2(\mathbf{r}, t - \tau) J_1\left(\frac{\Gamma}{2} Re(G^{(1)}(\mathbf{r}, \tau))\right) \\ A_2'(\mathbf{r}, t) = A_2(\mathbf{r}, t - \tau) J_0\left(\frac{\Gamma}{2} Re(G^{(1)}(\mathbf{r}, \tau))\right) + ie^{i\phi} A_1(\mathbf{r}, t) J_1\left(\frac{\Gamma}{2} Re(G^{(1)}(\mathbf{r}, \tau))\right) \end{cases} \quad (4.54)$$

On notera par la suite $m(\mathbf{r}, \tau) = Re(G^{(1)}(\mathbf{r}, \tau))$.

Un terme de corrélation mutuelle $G^{(1)'}$ entre A'_1 et A'_2 peut être défini :

$$\begin{aligned}
G^{(1)'(\mathbf{r}, \tau') &= \langle A'_1(\mathbf{r}, t - \tau')^* A'_2(\mathbf{r}, t) \rangle \\
&= \left\langle \left(A_1(\mathbf{r}, t - \tau')^* J_0\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) - ie^{i\phi} A_2(\mathbf{r}, t - \tau - \tau')^* J_1\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) \right) \right. \\
&\quad \left. \left(A_2(\mathbf{r}, t - \tau) J_0\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) + ie^{i\phi} A_1(\mathbf{r}, t) J_1\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) \right) \right\rangle \\
&= \left\langle A_1(\mathbf{r}, t - \tau')^* A_2(\mathbf{r}, t - \tau) J_0^2\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) \right. \\
&\quad + e^{2i\phi} A_2(\mathbf{r}, t - \tau - \tau')^* A_1(\mathbf{r}, t) J_1^2\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) \\
&\quad + A_1(\mathbf{r}, t - \tau')^* A_1(\mathbf{r}, t) ie^{i\phi} J_0\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) J_1\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) \\
&\quad \left. - A_2(\mathbf{r}, t - \tau - \tau')^* A_2(\mathbf{r}, t - \tau) ie^{i\phi} J_0\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) J_1\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) \right\rangle
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
G^{(1)'(\mathbf{r}, \tau') &= G^{(1)}(\mathbf{r}, \tau' - \tau) J_0^2\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) + e^{2i\phi} G^{(1)}(\mathbf{r}, \tau' - \tau) J_1^2\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) \\
&\quad + ie^{i\phi} \left(G_1^{(1)}(\mathbf{r}, -\tau') - G_2^{(1)}(\mathbf{r}, \tau') \right) J_0\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) J_1\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right)
\end{aligned}$$

La fonction de corrélation mutuelle dans le cas $\phi = \pi/2$ vaut :

$$\begin{aligned}
G^{(1)'(\mathbf{r}, \tau') &= G^{(1)}(\mathbf{r}, \tau' - \tau) J_0^2\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) - G^{(1)}(\mathbf{r}, \tau' - \tau) J_1^2\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) \\
&\quad + \left(G_2^{(1)}(\mathbf{r}, -\tau') - G_1^{(1)}(\mathbf{r}, \tau') \right) J_0\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) J_1\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right)
\end{aligned}$$

et en plus en $\tau' = 0$

$$\begin{aligned}
G^{(1)'(\mathbf{r}, 0) &= G^{(1)}(\mathbf{r}, -\tau) J_0^2\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) - G^{(1)}(\mathbf{r}, \tau) J_1^2\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) \\
&\quad + \left(G_2^{(1)}(\mathbf{r}, 0) - G_1^{(1)}(\mathbf{r}, 0) \right) J_0\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right) J_1\left(\frac{\Gamma}{2}m(\mathbf{r}, \tau)\right)
\end{aligned}$$

Titre : Manipulation des propriétés de cohérence spatio-temporelle de la lumière par mélange à deux ondes opto-numérique

Mots clés : Fibre optique ; cohérence optique ; optique non-linéaire ; multiplexage spatial

Résumé : Le cadre de ce travail est d'étudier la récupération d'informations spatio-temporelles transmises sur fibres optiques multimodes. La technique du multiplexage spatial (SDM : Spatial Division Multiplexing), qui s'appuie sur le transport de signaux multiplexés sur des modes transverses d'une fibre optique multimode. Ces signaux sont sujets à des phénomènes de diaphonie pendant leur propagation dans la fibre. Les approches actuelles utilisent un traitement numérique de type MIMO (Multiple Input Multiple Output) qui permet de compenser les couplages entre les modes. Ce type de traitement donne lieu à des algorithmes très compliqués dès lors que l'on augmente le nombre de modes de propagation, ce qui empêche notamment un traitement en temps réel des signaux.

Ce travail de thèse a pour but de proposer une nouvelle approche de traitement des données qui repose sur la manipulation des propriétés de cohérence spatio-temporelle des faisceaux en sortie de la fibre, et qui permettrait de diminuer fortement la diaphonie entre les signaux. Cette manipulation repose sur une interaction non linéaire de type mélange à deux ondes. Une telle approche s'inspire de travaux d'holographie en temps réel réalisés dans des cristaux photoréfractifs, qui sont adaptés dans le cadre d'un montage expérimental opto-numérique utilisant une caméra et un modulateur spatial de lumière (SLM). L'expérience réalisée a permis de mettre en évidence une manipulation des propriétés de cohérence spatio-temporelles des faisceaux et la possibilité d'extraire d'une information temporelle à partir d'un contenu couplé.

Title : Spatio-temporal coherence manipulation of light using opto-numerical two-wave mixing

Keywords : Optical fibers ; optical coherence ; nonlinear optics ; space division multiplexing

Abstract : This research is focused on the possibility to retrieve spatio-temporal information after a spatial-division multiplexing (SDM) in multimode optical fibers. Optical data signals are carried by a multitude of spatial modes of the fiber. Whereas each mode can be seen as one individual space channel, transmission impairments are caused by unavoidable cross-talk between the spatial modes. A MIMO (Multiple Input Multiple Output) digital signal processing is then required to recover the input data. This method requires the use of very complex algorithms. This complexity increases with the number of space channels and prevent these systems to be implemented for real-time processing.

We intend to directly manipulate the optical coherence properties of the transmitted beam in order to strengthen the information content for each spatial mode, enabling a performance improvement of the transmission. In the past, two-wave mixing schemes have shown their capabilities in enhancing, or even extracting, temporal data channels carried by a collection of spatial modes. Our work intends to adapt photorefractive two-wave mixing experiment with an opto-numerical configuration using a camera and a Spatial Light Modulator (SLM). This experiment showed the capability to manipulate spatio-temporal coherence properties of a beam and explore the possibility for such a system to extract temporal information from a scrambled spatio-temporal content.