



HAL
open science

Techniques collectives pour la recombinaison cohérente d'un grand nombre de fibres laser

Cindy Bellanger

► **To cite this version:**

Cindy Bellanger. Techniques collectives pour la recombinaison cohérente d'un grand nombre de fibres laser. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2010. Français. NNT : . tel-00498684

HAL Id: tel-00498684

<https://theses.hal.science/tel-00498684>

Submitted on 8 Jul 2010

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.

UNIVERSITÉ DE PARIS – SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par

Cindy BELLANGER

**Techniques collectives
pour la recombinaison cohérente
d'un grand nombre de fibres laser**

soutenue le 31 Mai 2010
devant la commission d'examen composée de :

M. Arnaud Brignon	
M. Vincent Kermène	Rapporteur
M. Hervé Maillotte	Rapporteur
M. Gérard Mourou	Président du jury
M. Gilles Pauliat	
M. Jérôme Primot	Directeur de thèse
M. Benoît Wattellier	

Remerciements

Ce mémoire de thèse synthétise les travaux de trois années de recherche à Thales Research & Technology (TRT). Je tiens tout d'abord à en remercier les directeurs successifs, Bertrand Demotes-Mainard et Erick Lansard, pour m'avoir accueillie dans leur établissement. Je remercie également Emmanuel Desurvire et Pascale Nouchi pour leur accueil respectivement dans le Groupe de Physique et dans le laboratoire Onde et Traitement du Signal.

J'exprime ma reconnaissance à Vincent Kermène et Hervé Maillotte pour avoir accepté d'être rapporteurs et pour avoir lu ce manuscrit avec attention. Je remercie également Gérard Mourou de l'honneur qu'il m'a fait en acceptant la présidence du jury. Merci également à Gilles Pauliat et Benoît Wattellier qui ont eu la gentillesse de participer à ce jury.

Je tiens également à remercier très chaleureusement les trois personnes qui m'ont encadrée au quotidien : Arnaud Brignon, Jérôme Primot et Jean-Pierre Huignard.

Arnaud, merci pour ton encadrement tout au long de cette thèse. Je te remercie également pour tes conseils pragmatiques et efficaces et pour la confiance que tu as su m'accorder ces trois dernières années.

Jérôme, tu m'as accompagnée pendant ces trois années en tant que directeur de thèse. Bien que tu n'étais pas sur le site de TRT, je tiens à te remercier pour ta disponibilité, ton enthousiasme et ton optimisme à toute épreuve. Ta contribution sur l'analyse des pistons de phase a été décisive dans ce travail, et m'a permis d'apprendre une foule de choses. Merci beaucoup pour le temps que tu as consacré à regarder les kilos de figures bariolées, à l'image de ta cravate le jour de la soutenance, qui envahissaient régulièrement ta boîte mail.

Jean-Pierre, je tiens à vous remercier tout particulièrement pour avoir répondu à mon appel il y a trois ans alors que je recherchais une thèse. Je vous suis extrêmement reconnaissante d'avoir suivi presque au jour le jour ce travail, avec un enthousiasme communicatif et une imagination débordante. Merci également pour vos relectures systématiques qui ont été très utiles à ce manuscrit de thèse.

Je n'oublie pas de remercier l'ensemble de l'équipe du projet CAN : Gérard Mourou, Matthieu Somekh, Patrick Georges, Marc Hanna, Raymond Mercier, Mathieu Paurisse, Jérôme Primot, Bruno Toulon, Laurent Lombard, Arnaud Brignon, Jean-Pierre Huignard. Merci à tous pour les échanges que nous avons eu lors des diverses réunions, où chacun apportait sa contribution dans un objectif commun très ambitieux : réaliser à terme une source laser fibrée délivrant une puissance compatible avec des applications d'optique relativiste. Je profite de cette occasion pour adresser un merci tout particulier à Bruno Toulon qui a partagé avec moi quelques-uns des moments forts de la manip CAN.

Je tiens également à remercier Fayçal Bouamrane, Thomas Bouvet et Stéphane Megter de l'équipe mixte CNRS/Thales LIGA, ainsi que Lionel Quetel et Tristan Allain de la société IDIL Fibres Optiques pour leur contribution dans la réalisation technologique des composants du projet CAN.

Merci également à Sabrina Velgue et William Boucher de la société Phasics SA pour le prêt d'un analyseur IDQL. Merci également pour le temps qu'ils m'ont consacré pour l'analyse, franchement délicate, de la surface d'onde des micro-lentilles.

De façon générale, je remercie le personnel de TRT pour leur accueil pendant ces trois années.

Je tiens à remercier tout particulièrement Sylvain Schwartz qui a été un formidable co-locataire pendant l'essentiel de ces trois années. Sylvain, outre un sens du rangement bien à toi, je tiens à te remercier merci mille fois pour les bons moments passés dans ce bureau A4-32, pour ton écoute, ton professionnalisme et tes conseils avisés.

Un grand merci à Sébastien Demoustier, mon prédécesseur sur la mise en phase de fibres à TRT. Sébastien, merci pour le temps que tu m'as consacré pour répondre à mes nombreuses questions sur le sujet au cours de ma thèse, toujours avec bonne humeur. Merci également pour ton manuscrit, très bien rédigé et très clair, qui m'a été d'un grand secours à de nombreux moments.

Je remercie également Bastien Steinhauser pour m'avoir enseigné les rudiments de base des manips en optique, et pour m'avoir permis de me "faire la main" sur ses propres expérimentations alors qu'il finissait sa thèse.

Un grand merci à Joseph Colineau pour ses conseils avisés, tant concernant le traitement des images issues de mes mesures que pour apprivoiser une caméra rebelle.

Merci beaucoup aux équipes "laser" : Eric Lallier, Christian Larat (pour le footing, c'est toujours non), Guillaume Bloom, Rémi Soulard et "fibres" : Stéphanie Molin, Grégoire Pillet, Loïc Morvan, à qui je n'ai cessé de poser des questions et emprunter du matériel, et sans qui je ne serais certainement pas arrivée à ce résultat.

Que soient également remerciés ceux qui ont partagé mon quotidien et qui ont contribué, chacun à leur manière, à l'élaboration de ce travail, souvent autour d'un café : Jean-Paul, Daniel, Jérôme, Gilles, Patrick, Perrine, Ghaya, Arnaud, Christine, Hamza, François, Muriel, Dominique, Arnaud, Yves, Frédéric, Romain, Brigitte, Anne, Laure, Landry, Jean Luc, Thierry, et bien sûr Barbara. Merci également à un certain zèbre exhibitionniste caché dans un laboratoire, qui a bien voulu dévoiler ses rayures les plus intimes pour les besoins de la science.

Enfin, mes plus vifs remerciements vont pour ma famille et mes amis, en particulier mes parents, qui n'auraient jamais imaginé il y a 26 ans que leur fille aurait un jour un doctorat. Je tiens à leur dire, ainsi qu'à mon Léon, un énorme merci pour m'avoir encouragée et soutenue pendant ces années. Je n'oublie surtout pas Cédric qui a supporté, presque sans rechigner, mes humeurs de thèse. Je le remercie mille fois pour sa patience, son soutien et son amour au quotidien.

Table des matières

Table des matières	7
Table des notations	11
1 Introduction	15
1.1 Vers une montée en puissance des lasers à fibres	15
1.2 Analyse de l'existant	18
1.2.a. Méthodes passives	18
1.2.b. Méthodes actives	20
1.2.c. Conclusion	26
1.3 Contexte et enjeux de la thèse	26
2 Etude de la recombinaison cohérente en espace libre	31
2.1 Modélisation de la recombinaison cohérente en champ lointain	31
2.1.a. Calcul du champ	31
2.1.b. Quantification de la qualité de la recombinaison	34
2.2 Simulations numériques	35
2.2.a. Hypothèses du programme	35
2.2.b. Influence de la géométrie de la pupille en champ proche	37
2.2.c. Influence des paramètres clés	41
2.3 Déflexion de faisceau	45
2.3.a. Principe de la déflexion de faisceaux	46
2.3.b. Effet de la translation des lentilles de collimation	49
2.3.c. Effet de la translation des lentilles de collimation avec correction par rampe de phase	50
2.4 Conclusion	51
3 Conception des briques de base d'un système collectif	53
3.1 Objectifs et technologies candidates	53
3.1.a. Rappel des objectifs	53
3.1.b. Etude des systèmes de collimation existants	53
3.2 Matrice de microlentilles	54
3.2.a. Matrices à notre disposition	55
3.2.b. Test préliminaire en collimation simple	56
3.2.c. Mesure à l'interféromètre à décalage quadri-latéral	56

3.2.d.	Mesure du profil	61
3.2.e.	Mesure de la transmission	62
3.3	Support de maintien de fibres adapté	62
3.3.a.	Technologies candidates	62
3.3.b.	Réalisation	63
3.3.c.	Assemblage et tests	67
3.4	Conclusion	72
4	Mesure collective des pistons de phase	73
4.1	Vers une méthode collective de mesure	73
4.1.a.	Méthodes utilisées dans la littérature	73
4.1.b.	Mesure collective par diversité de phase	74
4.1.c.	Mesure collective par interférométrie à décalage quadri-latéral	75
4.2	L'interférométrie à décalage quadri latéral	76
4.2.a.	Principes généraux	76
4.2.b.	Estimation d'une surface continue	79
4.2.c.	Estimation d'une surface morcelée	80
4.3	Application au projet CAN	82
4.3.a.	Vers le mode 2x2 ondes	82
4.3.b.	Contexte de l'asservissement	84
4.4	Comportement de l'analyseur en mode 2x2 ondes	85
4.4.a.	Simulations numériques	85
4.4.b.	Expérimentalement	95
4.5	Vers un mode 2x2 ondes ultime	100
4.5.a.	Configuration	100
4.5.b.	Analyse des interférogrammes	103
4.6	Conclusion	107
5	Recombinaison cohérente par holographie numérique	109
5.1	Contexte	109
5.1.a.	L'holographie numérique	109
5.1.b.	Application de l'holographie numérique pour la correction de pistons de phase dans les fibres	111
5.2	Etude théorique	113
5.2.a.	Enregistrement et lecture d'un hologramme numérique	113
5.2.b.	Simulations numériques	121
5.3	Validation expérimentale du concept	128
5.3.a.	Présentation du montage	128
5.3.b.	Résultats expérimentaux	133
5.4	Conclusion	136
	Conclusion générale	139
	Publications associées à ce travail	143

Bibliographie	145
Annexes	149
A Présentation et caractérisation d'un SLM en phase pure	151
A.1 Présentation	151
A.2 Caractérisation	152
A.2.a. Mesure de la réflectivité	152
A.2.b. Mesures de l'efficacité de diffraction	153
B Modulateur matriciel de phase	157
B.1 Principe du modulateur	157
B.2 Conception des modulateurs matriciels	157
B.3 Technique de fabrication	159

Table des notations

Opérateurs

\propto	Opérateur proportionnel
$*$	Opérateur convolution
A^*	Conjugué de A
$Tf(A)$	Transformée de Fourier de A
$Tf^{-1}(A)$	Transformée de Fourier inverse de A
$\frac{\partial A}{\partial r}$	Opérateur dérivée partielle de A par rapport à r
$\Delta_r A$	Opérateur différence suivant la direction r

Systèmes de coordonnées

z	Position sur l'axe de propagation Oz
(x, y)	Position du point courant dans la base orthonormée Oxy
(x', y')	Position du point courant dans la base orthonormée $Ox'y'$ orientée à 45° de la base Oxy
(\hat{x}, \hat{y})	Système de coordonnées conjugué de (x, y) dans l'espace fréquentiel
(θ_x, θ_y)	Coordonnées angulaires définies par $\theta_x = \frac{\hat{x}}{L}$ et $\theta_y = \frac{\hat{y}}{L}$

Fonctions et distributions

δ	Distribution de Dirac
$disc$	Fonction disque de rayon R
Ψ_{p_x, p_y}	Peigne de Dirac bi-dimensionnel de pas p_x suivant x et p_y suivant y
Π_{l_x, l_y}	Fonction porte bi-dimensionnelle de largeur l_x suivant x et l_y suivant y
J_0, J_1	Fonctions de Bessel de première espèce, respectivement d'ordre 0 et 1
$Airy$	Fonction tache d'Airy bi-dimensionnelle
$Sinc$	Produit de deux fonctions sinus cardinal suivant deux directions orthogonales

Principales notations

λ	Longueur d'onde
k	Nombre d'onde défini par $k = \frac{2\pi}{\lambda}$
u	Champ individuel
w	Waist du faisceau
R	Rayon de la lentille de collimation
f	Longueur focale
φ	Phase de l'onde
N, N_x, N_y	Nombre de fibres, $N = N_x \cdot N_y$
d_x, d_y	Écart entre deux fibres adjacentes suivant les directions x et y
D_x, D_y	Largeur de la pupille globale suivant les directions x et y
U	Champ collectif, somme des champs individuels
W	Surface d'onde, phase collective
L, L_1, L_2	Distances de propagation
I	Intensité en champ lointain
S	Rapport de Strehl
TR	Taux de remplissage du faisceau individuel dans sa lentille de collimation
Tr	Taux de remplissage global de la pupille
$a_{(x,y)}$	Erreur de pointé
δ_x, δ_y	Erreur de placement suivant les directions x et y
p	Pas des franges
s	Longueur du décalage latéral en IDQL
l	Distance réseau-détecteur en IDQL
Λ	Pas du réseau de diffraction
H_i	Harmonique i dans l'espace de Fourier
M	Terme de modulation d'intensité
p_x, p_y	Pas en x et y d'agencement des pixels sur le détecteur matriciel
l_x, l_y	Taille d'un pixel du détecteur matriciel suivant x et y
α	Angle d'inscription de l'hologramme
m	Taux de modulation des franges
m_h	Facteur de contraste en intensité
ϕ	Facteur de contraste en phase
t	Transmission d'un hologramme
η	Efficacité de diffraction

Principales abréviations

CAN	Coherent Amplifying Network
CCD	Charged Coupled Device
IDQL	Interférométrie à Décalage Quadri-Latéral
LIGA	Lithografie Galvanoformung Abformung (Lithographie, électrocroissance et moulage)
PLZT	Céramique électro-optique de formule $(PbLa)(ZrTi)O_3$
PMMA	Polyméthacrylate de méthyle
PMN-PT	Céramique électro-optique de formule $Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3 - PbTiO_3$
PV	Pic to Valley
RF	Radio Fréquence
SLM	Spatial Light Modulator

Chapitre 1

Introduction

1.1 Vers une montée en puissance des lasers à fibres

Les propriétés intrinsèques de la fibre optique utilisée comme milieu à gain en font un candidat idéal pour le développement de sources laser de haute puissance. Grâce à l'utilisation de fibres monomodes à double coeur (voir figure 1.1), ce type de source est aujourd'hui capable de rivaliser avec les lasers à état solide en terme de puissance, tout en apportant les avantages propres à la fibre : robustesse, efficacité, qualité de faisceau potentielle, gestion de la thermique, compacité et tenue à l'environnement.

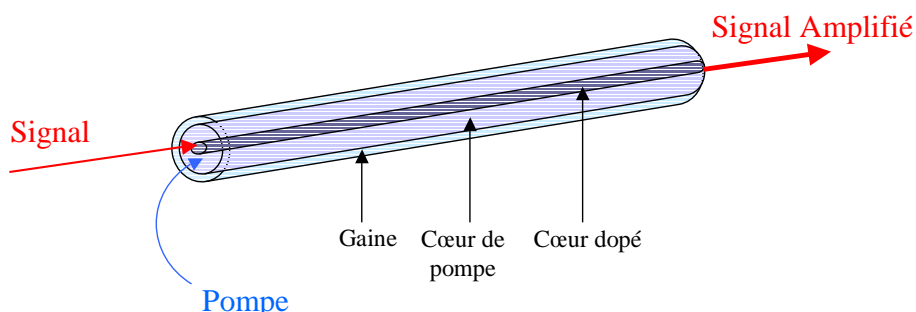


FIGURE 1.1: Description d'une fibre amplificatrice à double coeur

Les applications de telles sources sont nombreuses et les puissances actuellement disponibles sont très importantes.

En 2009, la société IPG a annoncé la réalisation commerciale d'une source fibrée délivrant 10kW de puissance continue à $1\mu\text{m}$, avec une qualité de faisceau quasi-monomode [1]. Ce système, guère intégrable car encore relativement imposant, est essentiellement dédié aux applications industrielles de type découpe et soudure pour la fabrication de navires ou d'avions, par exemple, et est destiné à être monté sur des automates dans une ligne de fabrication.

Outre ces domaines d'applications industrielles, ceux de la défense sont également demandeurs de sources laser impulsionnelles ou continues, robustes et très compactes

pour être intégrées dans des véhicules ou des avions. Parmi celles-ci, on peut citer la télémétrie (de 1 à 100 mJ en régime ns), la désignation de cible (de 10 mJ à plusieurs centaines de mJ en régime sub- μ s), le pointage (de 10 mJ à plusieurs centaines de mJ en régime sub- μ s), l'imagerie active (jusqu'à 1 J en régime ns ou μ s), les contre-mesures optiques (de 1 W à plusieurs centaines de W de puissance moyenne sur toute la gamme des régimes temporels), et enfin les applications très haute puissance (typiquement de quelques centaines de kilowatts à quelques mégawatts en régime continu ou quasi-continu) destinées à créer des dommages structurels.

En plus de ces caractéristiques énergétiques et temporelles, certaines applications nécessitent de la cohérence spectrale. C'est le cas, par exemple, des lidars, fréquemment utilisés dans les domaines civil et militaire pour la mesure de la température, en anémométrie, et pour la détection de particules. Ces systèmes sont basés sur l'analyse de l'onde rétro-diffusée par les particules rencontrées, qui est décalée en fréquence par effet Doppler (pour les mesures de vitesse), ou par effet Raman ou Brillouin. Dans le cas du lidar longue portée, la puissance de la source doit être conséquente, pour espérer pouvoir détecter l'onde rétro-diffusée, en particulier dans le cas d'une utilisation en haute altitude où les particules se font plus rares.

Enfin, les lasers ultra-brefs (durée d'impulsion inférieure à la fs) et ultra-intenses (Peta ou Exawatt crête) sont directement impliqués en physique fondamentale pour la création et l'étude de plasmas, de sources de rayons X, de protons, d'électrons et dans l'étude de la physique relativiste.

Cependant, la puissance extractible d'une seule fibre laser monomode est limitée : la densité de puissance d'un faisceau laser est définie par $I = \frac{P}{S}$, où P est la puissance du faisceau (en Watt) et S sa surface (en cm^2). Prenons l'exemple d'un laser émettant un faisceau de 1kW :

- si ce laser est un laser solide de 3mm de diamètre, $I = 14kW/cm^2$
- si ce laser est un laser à fibre de $3\mu m$ de coeur, $I = 14GW/cm^2$

Cette dernière valeur est au dessus du seuil de dommage des matériaux optiques, qui est de quelques GW/cm^2 . De plus, avant d'atteindre le seuil de dommage, des effets non linéaires liés à la forte densité de puissance dans la fibre comme les diffusions Brillouin ou Raman stimulées apparaissent. Ces effets provoquent la création de faisceaux parasites qui se propagent dans la fibre.

Une solution pour contourner ce problème de puissance est d'augmenter la taille du coeur de la fibre, pour limiter la densité de puissance. Ceci passe par l'utilisation de fibres monomodes à large coeur (LMA), dont le diamètre peut atteindre quelques dizaines de microns et dont la faible ouverture numérique maintient une propagation quasi monomode. C'est dans cette configuration que IPG a obtenu la puissance record de 10 kW continu. Cependant, l'élargissement de la taille du coeur à des diamètres plus importants conduit à une dégradation des qualités spatiales et spectrales du laser. Certaines approches consistent à utiliser des fibres à très gros coeur volontairement multimodes pour assurer un apport de forte puissance, puis à "nettoyer" le faisceau de façon à lui

redonner une qualité optique acceptable [2–6]. Malgré cela, les performances nécessaires aux applications de hautes énergies semblent, à l’heure actuelle encore, hors de portée des sources ne comportant qu’une seule fibre laser, particulièrement en régime impulsionnel où les puissances crêtes sont très importantes.

Une autre approche, susceptible de surpasser les capacités d’une fibre de plusieurs ordres de grandeur, consiste à répartir l’amplification sur plusieurs fibres lasers mono-modes, afin d’obtenir la puissance désirée. Les faisceaux sont ensuite recombinaés pour n’en former qu’un seul et unique qui concentre toute la puissance fournie en conservant une bonne qualité spatiale.

Pour cela, des techniques de recombinaisons spectrales ont été étudiées [7–9]. Dans cette approche de multiplexage en longueur d’onde ou Wavelength Division Multiplexing (WDM), les faisceaux des différents émetteurs mono-fréquence, qui fonctionnent chacun à une longueur d’onde légèrement décalée de ses voisins, sont superposés grâce à un réseau dispersif. Il en résulte un faisceau recombinaé multi-fréquences et dont la qualité spatiale est directement liée à la qualité des faisceaux incidents et à leur alignement sur le réseau. Ces techniques, applicables sur un nombre limité d’émetteurs, sont de bons candidats quand il s’agit d’apporter de la puissance avec une bonne qualité de faisceau, mais ne permettent pas de conserver la cohérence de la source, critère indispensable pour certaines applications.

Pour pallier cette difficulté, les techniques de combinaison cohérente de faisceaux sont un choix judicieux. En effet, il s’agit d’une approche assez analogue au principe des antennes à balayage électronique utilisées dans le domaine des radio-fréquences. Elle consiste à juxtaposer spatialement les différents émetteurs (mono-fréquence et parfaitement cohérents entre eux) afin de créer un jeu d’interférences constructives, qui débouche sur un faisceau recombinaé puissant, très directif et mono-fréquence (voir figure 1.2).

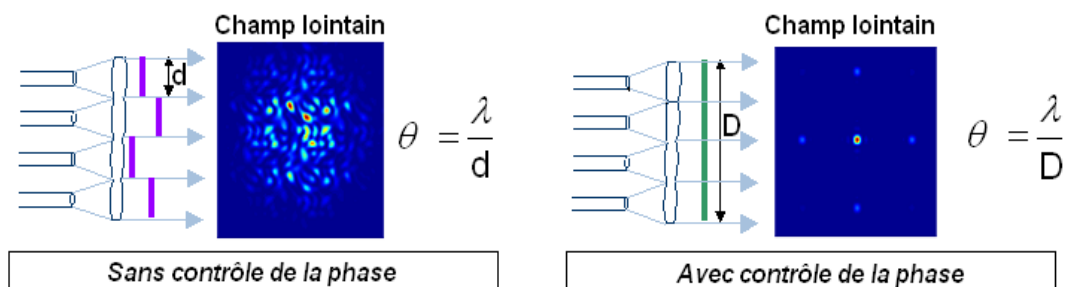


FIGURE 1.2: Schéma de principe pour la combinaison cohérente de faisceaux. θ est la divergence du lobe principal combiné, d est la largeur d’un émetteur unitaire, D est la largeur de la pupille globale et λ est la longueur d’onde

Théoriquement, cette approche n’est pas limitée au niveau du nombre d’émetteurs et doit ainsi permettre d’atteindre les puissances ou énergies requises par toutes les applications, y compris celles de physique fondamentale. De plus, ce jeu d’interférences

constructives peut être contrôlé et fournir à la source des fonctionnalités très utiles pour les applications longue portée comme la déflexion ou la mise en forme non mécanique de faisceaux, et la pré-compensation de perturbations atmosphériques, si on s'inspire des travaux menés en optique adaptative. Ces fonctionnalités seront d'autant plus performantes que le nombre d'émetteurs mis en jeu est grand.

Pour obtenir et contrôler ces interférences constructives, deux points sont essentiels :

1. Les émetteurs, parfaitement cohérents entre-eux, doivent tous osciller suivant la même polarisation. Ce point se règle assez facilement par l'emploi de fibres lasers à maintien de polarisation (type fibre PANDA) largement disponibles aujourd'hui.
2. La phase individuelle de chaque faisceau doit être contrôlée à une fraction de longueur d'onde près (modulo λ dans le cas continu), pour compenser les différences de chemin optique entre les bras, qui sont essentiellement liées aux différences de longueurs entre les fibres, à l'évolution de l'environnement autour du système (les fibres optiques sont d'excellents capteurs de température et de pression), et aux fluctuations d'amplification.

Étant données les retombées potentielles en termes d'applications, les techniques de recombinaison cohérente de faisceaux ont fait l'objet d'un engouement certain ces dernières années, et divers moyens de contrôle de la phase mettant en jeu de petits nombres de fibres (typ. < 10) ont été mis en oeuvre. La partie suivante constitue un état de l'art non exhaustif qui a pour but d'analyser les techniques existant actuellement, dans l'optique particulière d'une implémentation avec un grand nombre d'émetteurs.

1.2 Analyse de l'existant

Dans la littérature, deux grandes familles de contrôle de la phase se distinguent :

- Les méthodes passives, dans lesquelles le système est conçu pour s'auto-organiser sur un jeu d'interférences constructives.
- Les méthodes par contrôle actif, dans lesquels une boucle d'asservissement électronique assure le contrôle de la phase.

1.2.a. Méthodes passives

Méthodes par conjugaison de phase non linéaire

L'idée est ici d'utiliser le principe de la conjugaison de phase par effet non linéaire, en utilisant notamment la diffusion Brillouin stimulée. Le principe est illustré par la figure 1.3. La phase des différentes fibres est sondée par la propagation d'une onde plane à travers le réseau de fibres amplificatrices. Le front d'onde segmenté ainsi généré est focalisé à l'intérieur d'un matériau non linéaire qui peut être massif ou fibré, puis les

faisceaux conjugués en phase repassent par les amplificateurs en annulant les distortions de phase. La conjugaison de phase permet de corriger les aberrations intrinsèques à chaque amplificateur ainsi que les différences de chemin optique subies par les faisceaux.

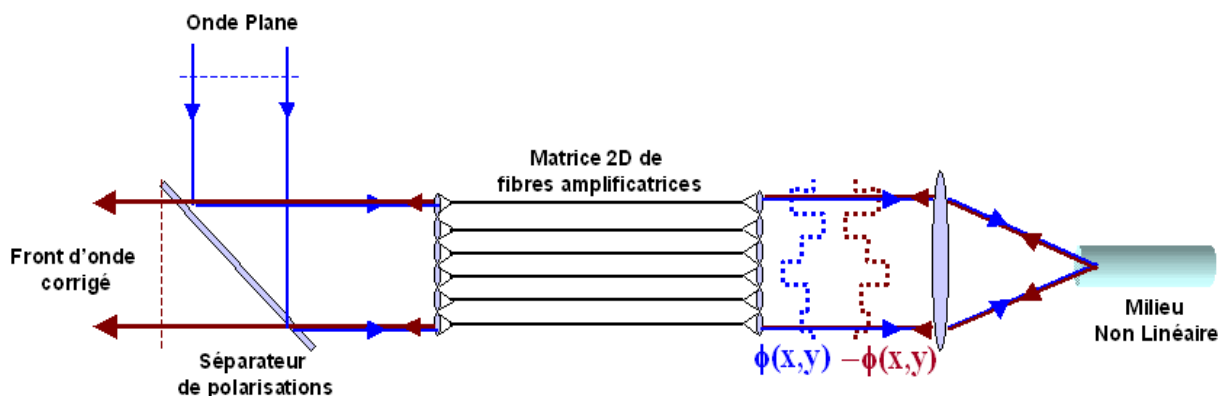


FIGURE 1.3: Schéma de principe pour la combinaison cohérente de faisceaux par miroir conjugaison de phase

La littérature fait état de réalisations pratiques de combinaison cohérente de deux fibres suivant ce schéma [10, 11]. Au delà des difficultés pratiques mentionnées par les auteurs (difficulté de superposition des faisceaux pour obtenir une bonne réflectivité et une bonne fidélité), les puissances crêtes mises en jeu pour obtenir l'onde conjuguée sont relativement élevées. Le nombre maximal de fibres amplificatrices qu'il est possible de cophaser est donc limité car la puissance crête totale dans le milieu non linéaire doit se situer entre le seuil d'apparition du miroir conjugué et le seuil de dommage du matériau. Cette méthode est donc mal adaptée à la mise en phase d'un très grand nombre de faisceaux.

Recombinaison cohérente par cavités auto-organisées

Cette technique de recombinaison passive a été initialement brevetée par Northrop Grumman, NGIT/DES [12], et mise en oeuvre dans les références [13, 14]. Le principe est décrit par la figure 1.4 page suivante.

Le contrôle de la phase des faisceaux se fait au moyen d'une boucle tout optique de rétroaction qui insère les N bras amplificateurs disposés en parallèle dans une cavité en anneau commune. Cette rétroaction est réalisée par la mise en place d'une fibre monomode qui va prélever une partie du champ lointain issu des fibres pour le réinjecter en amont des amplificateurs. On obtient ainsi N cavités couplées qui vont s'auto-agencer pour osciller sur le mode longitudinal commun qui aura le moins de pertes, et le champ lointain sera maximisé à l'endroit où est situé le couplage dans la fibre monomode de contre-réaction.

La mise en phase des différents amplificateurs est donc réalisée de façon entièrement passive, et permet également la déflexion fine de faisceau, en jouant sur la position de la

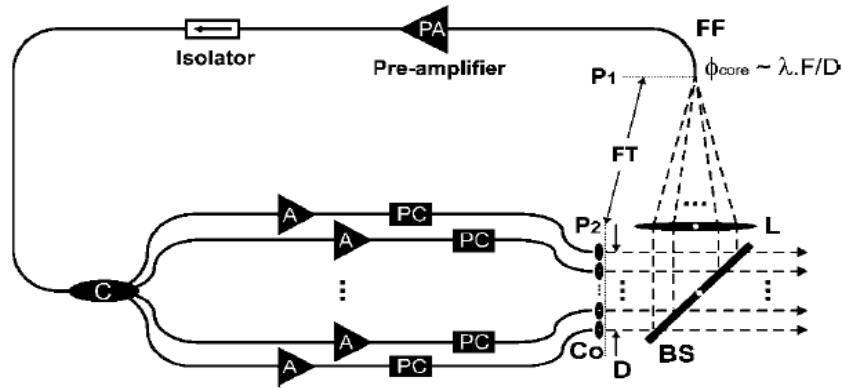


FIGURE 1.4: Schéma général pour la mise en phase auto organisée de plusieurs amplificateurs

fibre monomode dans le champ lointain.

Pratiquement, dans ce type d'approche, l'implémentation devient très difficile quand augmente le nombre de fibres mises en jeu. En effet, plus le nombre de fibres à co-phaser est important, plus il devient difficile de trouver un mode longitudinal commun entre toutes les cavités. L'efficacité de recombinaison chute donc avec le nombre de bras. On estime que, raisonnablement, cette méthode est efficace pour la mise en phase d'au maximum 10 amplificateurs [15].

1.2.b. Méthodes actives

Principe

Les techniques de recombinaison cohérente par contrôle actif de la phase sont des techniques d'asservissement classique telles que présenté dans la figure 1.5 page suivante.

La plupart des expériences ont été réalisées en configuration MOPA (Master-Oscillator Power-Amplifier). Le signal délivré par l'oscillateur maître est réparti sur N amplificateurs de puissance monomodes munis d'un modulateur de phase individuel en entrée. Les N sorties de fibres peuvent être disposées en ligne ou en matrice 2D. Après collimation, on prélève une infime partie du faisceau pour analyser les pistons de phase relatifs entre les fibres. Un asservissement rétroagit alors sur les modulateurs de phase. Lorsque la boucle d'asservissement est ouverte, les phases relatives des amplificateurs évoluent en fonction des perturbations environnementales et des variations de pompages, qui induisent des différences de chemin optique. Le faisceau recombinaison en champ lointain évolue donc en fonction du temps, et est d'une qualité très médiocre. Lorsque l'asservissement est en boucle fermée, le piston relatif entre les fibres est ramené à 0 modulo 2π et les N faisceaux interfèrent constructivement. L'énergie est alors confinée dans un lobe central.

De plus, l'implémentation de la rétroaction apporte quelques fonctionnalités supplémentaires en terme de mise en forme de faisceau, pour des applications longue portée notamment : comme la phase relative des fibres est contrôlée électroniquement, il est tout

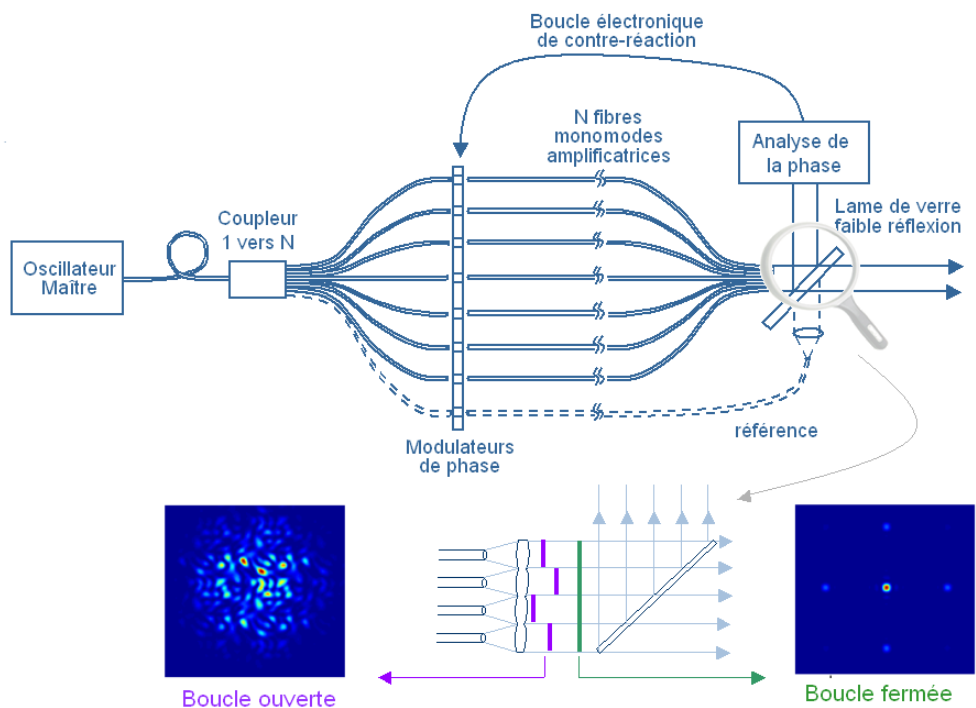


FIGURE 1.5: Schéma général pour la mise en phase par contrôle actif de la phase

à fait possible d'ajouter une relation de phase judicieusement choisie entre les fibres, et ainsi réaliser des fonctions de contrôle spatial du faisceau combiné. Quelques exemples de fonctionnalités pratiques supplémentaires sont illustrés dans la figure 1.6.

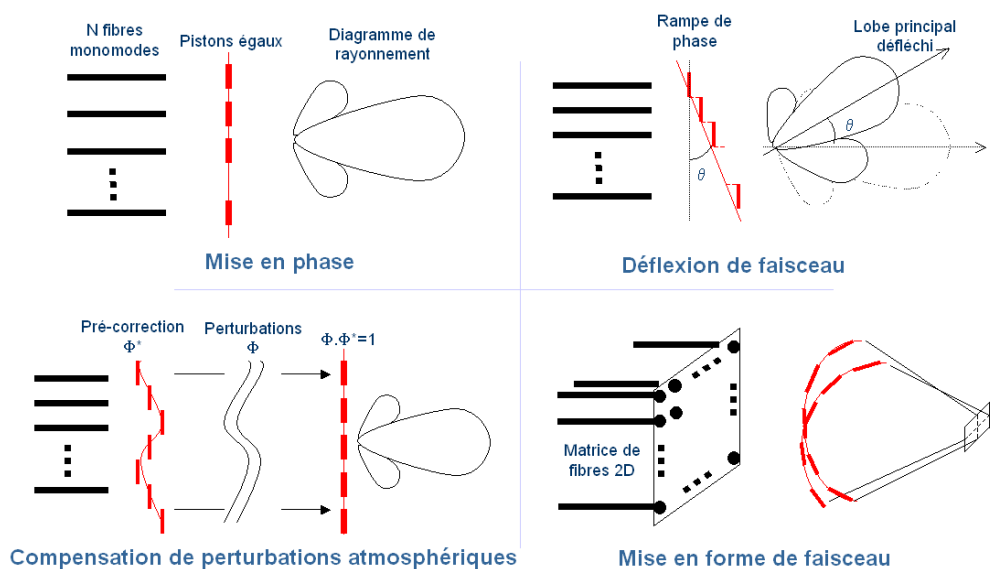


FIGURE 1.6: Exemples d'autres fonctionnalités offertes par le contrôle actif de la phase

Contrairement aux techniques décrites précédemment, la combinaison cohérente par contrôle actif de la phase n'est pas limitée en terme de nombre d'émetteurs, et donc en terme de puissance disponible à la sortie. Ceci se fait au détriment de la simplicité de mise en place par rapport aux systèmes précédents, car cette solution nécessite la mesure des

pistons de phase à une cadence suffisante, mesure qui peut être d'autant plus compliquée que le nombre d'émetteurs à co-phaser est grand.

Cependant, il existe différentes manières de mettre en oeuvre une recombinaison cohérente par contrôle actif, notamment en ce qui concerne la mesure de la phase relative des fibres. La suite de ce chapitre s'attache à décrire les techniques employées en pratique aujourd'hui, toujours dans l'optique d'une extension de la méthode à un grand nombre d'émetteurs.

Détection hétérodyne de la phase

Dans cette méthode [16], les faisceaux issus de chaque sous-pupille sont mélangés avec une référence commune, décalée en fréquence, le plus souvent à l'aide d'un modulateur acousto-optique. Les signaux ainsi obtenus sont mesurés à l'aide d'une matrice de détecteurs ponctuels (un par sous-pupille) et la phase est calculée par démodulation des signaux détectés en phase et en quadrature. Voici quelques exemples de réalisation :

1. Northrop Grumman a annoncé en 2009, dans le cadre du programme JHPSSL (Joint High Power Solid State Laser), une puissance record de 100kW continus obtenue par combinaison cohérente de 8 faisceaux¹. L'équipe revendique la mise en phase de 8 amplificateurs massifs délivrant chacun une puissance de 15kW à $1\mu\text{m}$. La référence [17] donne quelques détails techniques : pour atteindre cette performance, chacun des amplificateurs individuels est corrigé de ses propres aberrations par optique adaptative. Comme les pupilles de sortie des faisceaux sont rectangulaires, le taux de remplissage en champ proche est optimisé, ce qui va dans le sens de l'amélioration du taux de recombinaison des faisceaux. La figure 1.7 page suivante montre le schéma expérimental mis en oeuvre ainsi que des photos du montage effectivement réalisé.
2. Des travaux similaires ont été réalisés en 2006 par une autre équipe de Northrop Grumman avec 4 amplificateurs fibrés monomodes à maintien de polarisation aboutissant à un faisceau combiné de 470W [18] à $1\mu\text{m}$. Le schéma utilisé est montré dans la figure 1.8 page ci-contre. Cette réalisation constitue le record actuel en terme de puissance pour la mise en phase de fibres par cette technique.

1. Laser Focus World du 18 mars 2009

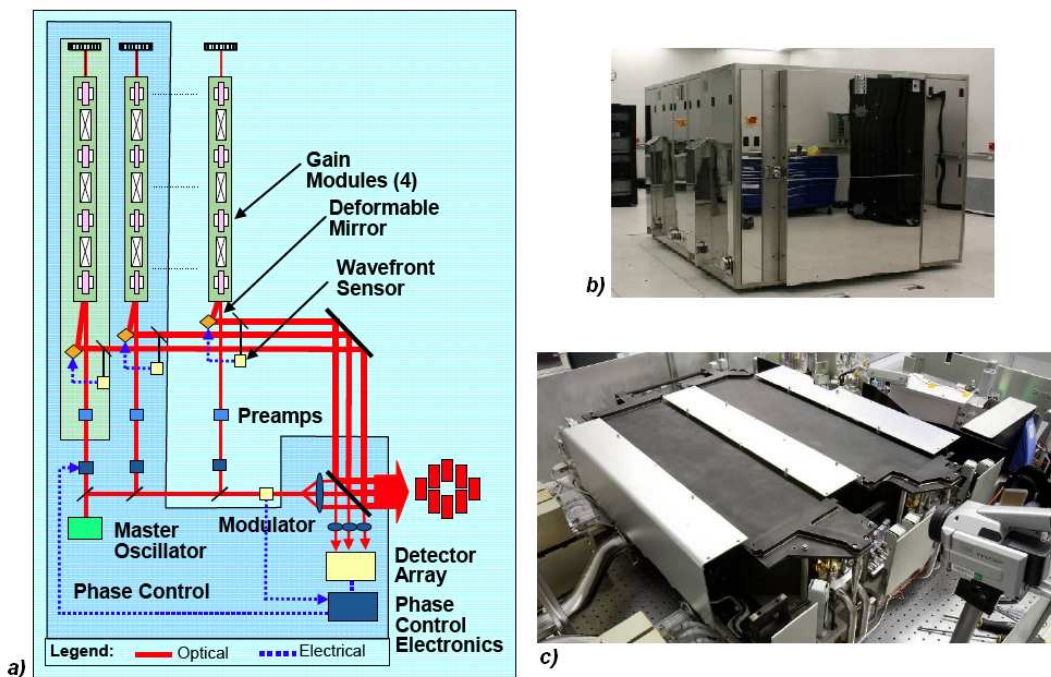


FIGURE 1.7: a) Architecture de mise en phase de 8 chaînes amplificatrices multi-kW - b)Photo du système complet - c) photo du détail d'une chaîne amplificatrice, avec son système d'optique adaptative

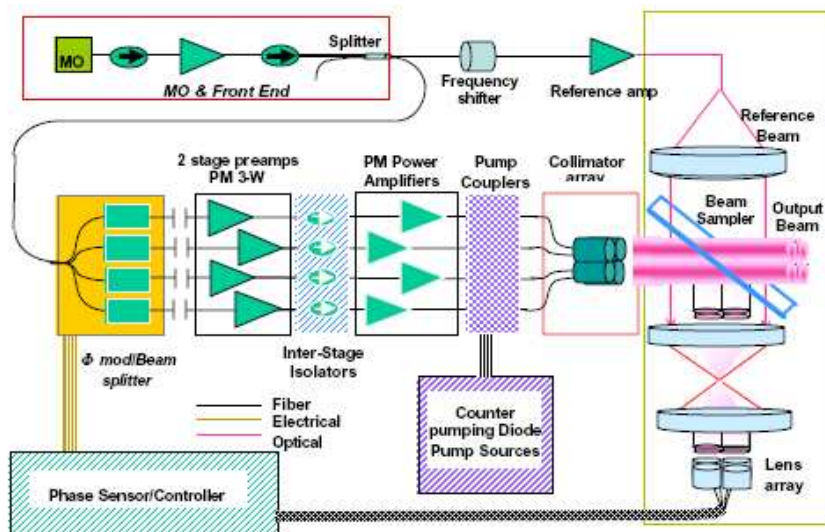


FIGURE 1.8: Schéma de la mise en phase de 4 fibres à maintien de polarisation par contrôle actif

- Enfin, on peut citer le travail réalisé à Thales Research and Technology concernant la mise en phase de 4 amplificateurs dopés Erbium - Ytterbium réalisée à $1,5\mu\text{m}$ selon la même technique [19].

Ces réalisations pratiques, et les performances obtenues prouvent la validité de cette méthode pour un petit nombre d'émetteurs. Par contre, aucun montage de ce type n'a été réalisé sur ce schéma avec un nombre conséquent de fibres. Ceci vient du fait que cette technique constitue finalement une boucle de contre-réaction individuelle sur chaque fibre,

parallélisée sur toutes les voies. Il en résulte que l'implémentation se complique largement quand le nombre de faisceaux augmente.

Modulation de phase Radio-Fréquence de chaque émetteur

Initialement brevetée par l'Air Force Research Laboratory [20], cette méthode utilise des déphaseurs fibrés pour imprimer à chaque sous faisceau, en plus d'une correction de phase, une modulation de phase Radio-Fréquence. Cette fréquence, différente pour chaque sous faisceau, est choisie beaucoup plus élevée (typiquement quelques 10 ou 100MHz) que la fréquence de coupure qui corrige les variations de phase (quelques kHz). La détection ne se fait que par un détecteur unique, et comme chaque sous-pupille est discriminée des autres par sa modulation RF, le traitement du signal permet de remonter à l'écart de phase de chacune d'entre elles en analysant séquentiellement le retard de phase propre à chaque fréquence RF (voir 1.9). Cette technique présente l'avantage d'être auto-référencée, et donc facile à implémenter.

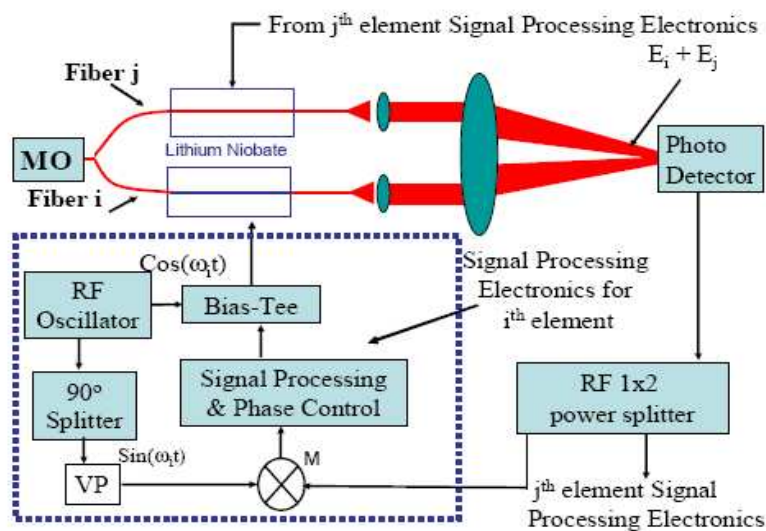


FIGURE 1.9: Principe de la mise en phase par modulation Radio-Fréquence de chaque émetteur

1. La première mise en oeuvre de cette technique à l'Air Force Research Laboratory est décrite dans la référence [21], publiée en 2006. Celle-ci détaille dans un premier temps les aspects théoriques de la méthode. Deux réalisations pratiques sont ensuite décrites. La première est une validation de concept à basse puissance faite sur 9 fibres passives, disposées en une matrice 3x3. Puis la même expérience a été menée sur un tableau de 6 fibres amplificatrices. Les auteurs revendiquent avoir atteint une précision de mise en phase de $\lambda/20$ sur ces expériences.
2. Cette technique a été reprise en 2008 par une équipe de l'ONERA [22] sur 3 fibres amplificatrices délivrant 2W chacune. La précision de mise en phase obtenue est de $\lambda/30$.

3. Enfin, la référence [23], publiée en 2009, présente la meilleure performance actuelle sur cette méthode. L'originalité de cette réalisation est l'ajout d'un composant d'optique diffractive sur les faisceaux corrigés en phase afin de les superposer en champ proche. Ce composant peut être vu comme un réseau de Damman, qui fonctionnerait à l'envers (voir figure 1.10). Ceci permet une recombinaison cohérente des faisceaux en champ proche, ce qui donne le meilleur taux de recombinaison possible, puisque le taux de remplissage devient égal à 1. Appliquée à 5 fibres amplificatrices, cette méthode a permis aux auteurs d'atteindre la performance de 400W combinés avec un $M^2 = 1,1$.

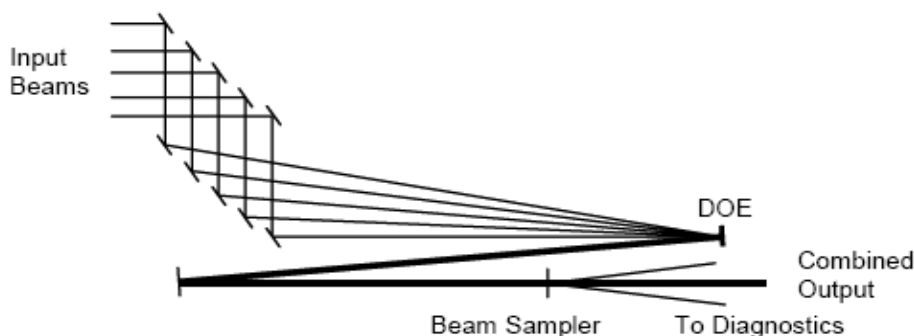


FIGURE 1.10: Schéma de principe de la recombinaison cohérente en champ proche à l'aide d'un composant diffractif (DOE)

Cette fois encore, les réalisations et les performances obtenues valident la méthode sur un petit nombre de fibres. Aucun montage pratique à grand nombre de fibres n'a été réalisé à ce jour. En effet, l'utilisation de cette technique apporte la difficulté de trouver suffisamment de fréquences RF différentes pour chacun des faisceaux, tout en restant dans la bande passante de l'asservissement. A la différence de la technique précédente, celle-ci ne compte qu'un détecteur pour l'ensemble des fibres, ce qui va dans le sens d'un système collectif de correction de la phase.

Interférométrie classique

L'interférométrie est finalement l'approche la plus intuitive pour la mesure du déphasage relatif entre plusieurs faisceaux. L'idée est de mélanger en champ proche les faisceaux issus de chaque sous-pupille avec une référence commune, légèrement inclinée. Il en résulte une figure d'interférence commune à toutes les fibres composée de franges rectilignes dont la position correspond à la phase relative de chaque faisceau. Après acquisition sur une caméra CCD par exemple, l'analyse de cette image permet de remonter au déphasage relatif des faisceaux, pour piloter la boucle de contre-réaction.

C'est dans cette configuration qu'une équipe du MIT a validé, en 2006, le concept de recombinaison cohérente d'un toron de 48 fibres par contrôle actif de la phase [24] (voir figure 1.11 page suivante). La modulation de phase se fait en enroulant les fibres sur des

cales piézo-électriques. Cette réalisation constitue le record actuel en terme de nombre de fibres recombinaées.

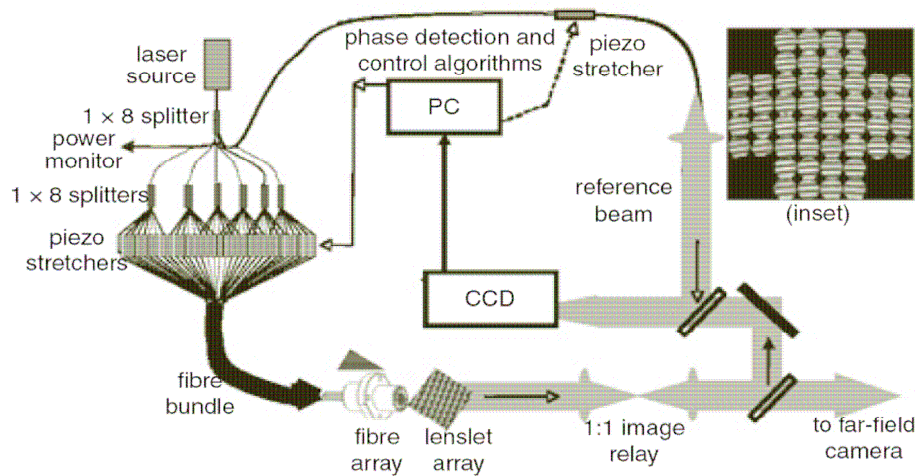


FIGURE 1.11: Schéma expérimental de la recombinaison cohérente de 48 fibres PM telle que présentée en [24]. Inset : Interférogramme enregistré en champ proche.

Cette démonstration prouve le concept de la mise en phase d'un nombre plus important de fibres par rapport aux réalisations précédentes. On peut toutefois lui reprocher de ne pas être auto-référencée et donc de nécessiter l'alignement d'un interféromètre pour la mesure. De plus, l'emploi des cales piézo-électriques pour la modulation de phase ne va pas dans le sens d'une correction collective.

1.2.c. Conclusion

Ce petit tour d'horizon a permis de montrer les avancées actuelles en terme de recombinaison cohérente de faisceaux, et a permis de dégager les enseignements suivants :

- Les techniques passives de contrôle de la phase, de par leur mode de fonctionnement même, ne sont pas adaptées à la mise en phase d'un grand nombre de fibres.
- Les techniques par contrôle actif de la phase peuvent être de bons candidats, car elles ne sont théoriquement pas limitées en terme de nombre de fibres. Les études menées ces dernières années sur ce thème concernent généralement un petit nombre de fibres (typ.<10) et les techniques employées pour le contrôle de la phase sont d'une complexité croissante avec le nombre d'émetteurs mis en jeu.

1.3 Contexte et enjeux de la thèse

Dans ce travail de thèse, nous avons étudié un dispositif de combinaison cohérente de fibres lasers par contrôle actif de la phase. Le but n'est pas ici de revoir le principe de ce type de mise en phase, plutôt bien connu maintenant, mais de le rendre compatible avec un grand nombre de fibres, afin que la complexité du système à implémenter n'évolue plus (ou presque plus) avec le nombre d'émetteurs mis en jeu. Pour cela, il est nécessaire

de développer des techniques collectives pour le contrôle de la phase. Ceci permettra, à terme, de combiner de façon cohérente autant de fibres qu'il est nécessaire pour atteindre la puissance requise par les différentes applications.

Suivant cette ligne directrice, l'enjeu de cette thèse est la recherche, l'étude et l'implémentation pratique de systèmes de combinaison cohérente de faisceaux basés sur des principes entièrement collectifs. Ceci a été réalisé dans le cadre d'un projet ANR (Agence Nationale de la Recherche) appelé CAN, pour Coherent Amplification Network.

Présentation du projet

Le projet CAN [25] consiste en l'étude d'un schéma d'amplification optique de puissance basé sur la mise en phase d'un très grand nombre d'impulsions lumineuses qui ont été préalablement amplifiées dans un réseau de fibres amplificatrices. L'objectif final est de produire simultanément intensité et puissance à un très haut taux de répétition, conditions nécessaires pour les applications de l'optique relativiste. Ceci est équivalent à la production de très fortes puissances crêtes et moyennes. Pour beaucoup d'applications, comme la production de rayons X et de rayons gamma ou l'accélération de particules, les puissances moyennes doivent se situer entre le kW et le MW.

La philosophie consistant à répartir l'amplification sur un grand nombre de fibres revient à augmenter la surface latérale effective de l'amplificateur pour un meilleur refroidissement, tout en conservant le même volume amplificateur. Le système idéal serait formé d'un ensemble de fibres monomodes. On sait aujourd'hui qu'une fibre peut amplifier jusqu'à des puissances moyennes au-delà du kW. Cependant pour atteindre le régime relativiste, c'est-à-dire $> 10^{18} \text{W.cm}^{-2}$, il faut aussi produire des impulsions avec une énergie dans la gamme 1 – 1000J, avec une durée d'impulsion entre 100fs et 1 ps. Comme on peut aujourd'hui produire 1mJ par impulsion et par fibre avec une durée d'une centaine de femtosecondes, ceci nous conduit à des systèmes entre 10^3 et 10^6 fibres.

Le résultat principal attendu du projet CAN est de disposer d'une évaluation de tous les paramètres clés d'un système de mise en phase d'un très grand nombre de fibres amplificatrices destiné à produire dans le futur des intensités dans le régime relativiste, voire ultra-relativiste ($> 10^{21} \text{W.cm}^{-2}$). Le but est de valider ce concept dans un premier temps avec 64 fibres passives, en régime continu (voir figure 1.12). Afin de comprendre tous les aspects de la recombinaison cohérente de fibres amplificatrices, les fluctuations de phase d'un amplificateur à fibre à haute puissance devront être étudiées pour déterminer les temps caractéristiques et les amplitudes de ces fluctuations. Cette étude sera faite, en parallèle de cette thèse, dans différents régimes temporels, y compris en régime femtoseconde et permettra le dimensionnement du système complet de mise en phase en terme de bande passante. D'autre part, toutes les technologies clés seront analysées et comparées afin d'identifier les mieux adaptées. En particulier, seront étudiées des méthodes de mesure collective de la phase, des nouveaux modulateurs de phase matriciels rapides utilisant

des céramiques électro-optiques et des boucles électroniques de contre-réaction optimisées.

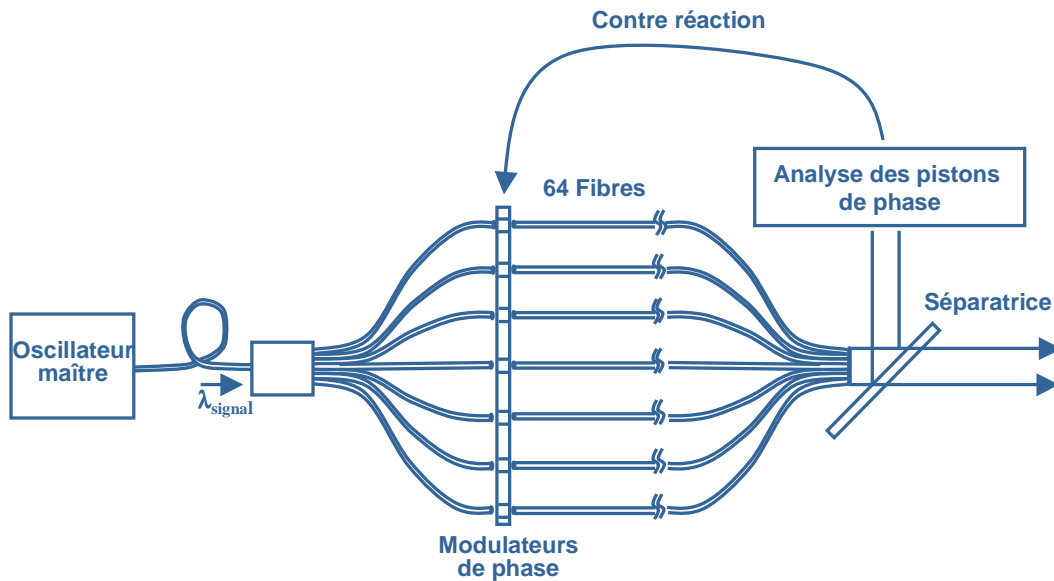


FIGURE 1.12: Schéma du démonstrateur à réaliser dans le cadre du projet CAN.

Le projet CAN constitue une étape importante de validation pour définir les développements futurs d'une nouvelle classe de lasers à fibre compacts et efficaces qui permettra de délivrer des intensités dans le régime relativiste.

Partenaires et répartition des tâches

Ce projet, d'une durée de deux ans, est réalisé en partenariat avec le Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA), le Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique (LCFIO), l'Atelier d'Optique du LCFIO, l'Office National d'Etude et Recherches Aéronautiques (ONERA), et Thales Research and Technology (TRT).

La répartition du travail est la suivante :

- L'équipe du LOA est chargée du dimensionnement en puissance du système pour atteindre les exigences requises pour des applications de physique relativiste.
- L'équipe du LCFIO s'occupe de l'analyse des fluctuations de phase d'un amplificateur à fibre à haute puissance pour déterminer les temps caractéristiques et les amplitudes de ces fluctuations, dans différents régimes temporels, y compris en régime femtoseconde. Cette étude doit permettre le dimensionnement du système complet de mise en phase en terme de bande passante.
- L'équipe de l'ONERA va concevoir et réaliser un système d'analyse collectif pour mesurer les pistons de phase de 64 fibres monomodes, basé sur le principe d'un interféromètre à décalage quadri-latéral.
- L'atelier d'optique a pour mission la réalisation d'un étalon de surface morcelée avec des marches de hauteurs parfaitement connues afin d'étalonner la mesure de pistons

de phase.

- Enfin, l'objectif de TRT est l'étude théorique et expérimentale du système complet de contrôle actif de la phase comportant 64 fibres passives.

Plan du manuscrit

Le plan adopté dans ce manuscrit est le suivant :

- Dans un premier temps, nous allons étudier théoriquement la recombinaison cohérente de N faisceaux laser en champ lointain. Cette étude a pour objectif de définir les paramètres-clés pour une recombinaison efficace, afin d'en déduire le dimensionnement du démonstrateur que nous aurons à réaliser par la suite.
- Dans le chapitre suivant, nous nous attacherons à décrire la conception, puis la réalisation technologique de la brique de base, qui est un ensemble de 64 fibres dont les faisceaux sont collimatés collectivement.
- Ensuite, nous étudierons le système de mesure collective de la phase des 64 faisceaux laser. Celui-ci est basé sur un interféromètre à décalage quadri-latéral qui a été adapté à notre cas particulier d'étude.
- Enfin, nous présenterons et validerons une technique de mise en phase originale par holographie numérique, qui a été développée de façon parallèle au projet CAN. Cette méthode présente l'avantage de ne pas avoir de boucle de contre-réaction électronique et d'être facilement extensible à un nombre très important de fibres.

Chapitre 2

Etude de la recombinaison cohérente en espace libre

2.1 Modélisation de la recombinaison cohérente en champ lointain

2.1.a. Calcul du champ

Expression du champ proche d'un émetteur individuel

Pour calculer le champ lointain résultant de la juxtaposition de N fibres monomodes de rayon de coeur a , d'ouverture numérique ON et collimatées par un réseau de lentilles de longueur focale f , nous partons de l'expression du champ émis par une fibre individuelle telle que décrite par la figure 2.1.

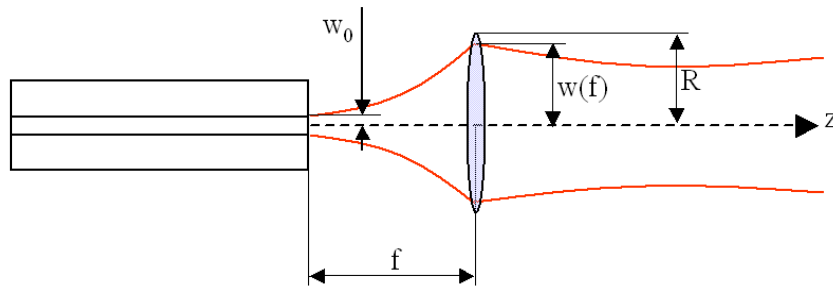


FIGURE 2.1: Description du champ à la sortie d'une fibre collimatée

Théoriquement, une fibre monomode diffracte à la longueur d'onde λ un mode LP_{01} décrit par les fonctions de Bessel. Ce mode peut être approximé par une distribution transverse gaussienne dans laquelle le champ $u(x, y, z)$ prend la forme suivante [26], dans un système de coordonnées cartésiennes :

$$u(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2}\right) \exp\left(ik \frac{x^2 + y^2}{2R_c(z)}\right) \exp\{i[kz - \varphi(z)]\} \quad (2.1)$$

où E_0 est le maximum de l'amplitude et w_0 est le rayon du waist du faisceau gaussien à la sortie de la fibre. Ces données sont reliées aux paramètres géométriques de la fibre (rayon du coeur r_c , ouverture numérique ON), par les relations suivantes [27] :

$$w_0 = r_c \left(0,650 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \right) \quad (2.2)$$

$$\text{avec } V = r_c \frac{2\pi}{\lambda} ON \quad (2.3)$$

Les autres termes s'expriment de la façon suivante :

$$\left\{ \begin{array}{ll} w(z) = w_0 \sqrt{\left(1 + \frac{z^2}{z_R^2}\right)} & \text{(Rayon du waist gaussien à la distance } z) \\ R_c(z) = z \left(1 + \frac{z^2}{z_R^2}\right) & \text{(Rayon de courbure à la distance } z) \\ z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} & \text{(Distance de Rayleigh)} \\ \varphi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) & \text{(Phase à la distance } z) \\ k = \frac{2\pi}{\lambda} & \text{(Vecteur d'onde)} \end{array} \right.$$

Chaque faisceau est collimaté par sa lentille associée de diamètre $2R$ placée à distance focale $z = f$ de l'extrémité de la fibre. Le champ est modifié de la manière suivante pour chaque fibre :

$$u_l(x, y, f) = u(x, y, f) \exp\left(i\pi \frac{x^2 + y^2}{\lambda f}\right) disc(|r|) \quad (2.4)$$

où

$$r = \sqrt{(x^2 + y^2)}, \text{ et } \begin{array}{ll} disc(|r|) = 1 & \text{si } |r| \leq R \\ disc(|r|) = 0 & \text{si } |r| > R \end{array}$$

Il est à noter que les faisceaux gaussiens ont une étendue spatiale théoriquement infinie. Dans cette expression, nous avons fait l'hypothèse de la troncature pure et simple de la gaussienne par les bords de la lentille. Cette hypothèse peut se justifier par le fait que les "pattes" de la gaussienne qui ne passent pas par la lentille ne peuvent être interceptées par une lentille voisine qu'avec un angle très élevé, sortant ainsi du champ lointain observé. La perte de puissance occasionnée sera évaluée par la suite.

Expression du champ proche collectif et propagation

Les $N_x \times N_y$ ensembles {fibres + lentilles} sont placés côte à côte en un arrangement matriciel dont les centres sont repérés par leurs coordonnées cartésiennes (x_m, y_n) .

Le champ proche collectif U prend en $z = f$ la forme générale suivante :

$$U(x, y, f) = \sum_{m=1}^{N_x} \sum_{n=1}^{N_y} u_l^{m,n}(x - x_m, y - y_n, f) \quad (2.5)$$

Suivant l'approximation de Fraunhofer, la propagation de ce champ proche sur une distance L conduit au champ lointain U_L , fonction de la transformée de Fourier du champ proche et des coordonnées angulaires $\theta_x = \frac{\hat{x}}{L}$ et $\theta_y = \frac{\hat{y}}{L}$:

$$U_L(\theta_x, \theta_y, L) = \frac{\exp(ikL - \pi/2)}{\lambda L} T f(U) \left(\frac{\theta_x}{\lambda}, \frac{\theta_y}{\lambda} \right) \quad (2.6)$$

Enfin, l'intensité résultante est donnée par :

$$I(\theta_x, \theta_y, L) = U_L(\theta_x, \theta_y, L) \cdot U_L^*(\theta_x, \theta_y, L) \quad (2.7)$$

où * désigne le complexe conjugué.

La figure 2.2 résume schématiquement ce calcul sur 3 fibres parfaitement en phase et disposées en ligne.

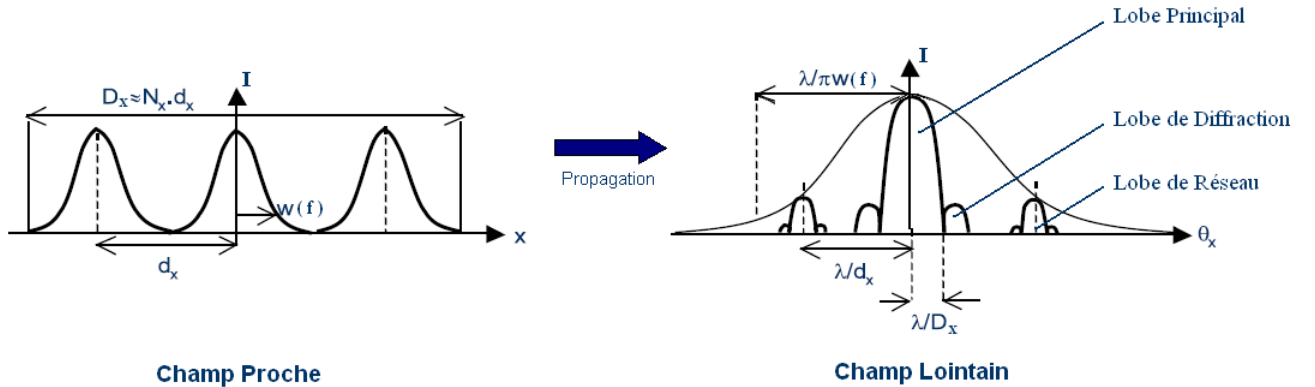


FIGURE 2.2: Profil schématique d'intensité obtenue en champ lointain dans le cas idéal

Le champ lointain, dans le cas idéal, est constitué d'un réseau de pics espacés en angle de $\frac{\lambda}{d_{x,y}}$ et de diamètre $\frac{2\lambda}{D_{x,y}}$, résultant de la structure périodique de la pupille en champ proche. Chacun de ces pics est entouré d'une série de lobes secondaires, conséquence des effets de la diffraction sur la pupille globale. Le tout est modulé par une enveloppe gaussienne de largeur $\frac{2\lambda}{\pi w(f)}$ à $\frac{1}{e^2}$.

Optimiser la recombinaison en champ lointain revient à maximiser l'énergie dans le lobe central de la figure. Au regard de ce calcul, ceci consiste d'une part à utiliser un grand nombre d'émetteurs pour augmenter la dimension de la pupille globale et affiner le lobe principal, et d'autre part à repousser les lobes secondaires sur les bord de l'enveloppe gaussienne en rapprochant au mieux les émetteurs. Ceci laisse présager que l'organisation géométrique de la pupille en champ proche sera un critère déterminant sur l'efficacité de la recombinaison.

Avant d'étudier de façon plus précise ces aspects, il est nécessaire de définir un critère chiffré pour estimer la qualité de la recombinaison des faisceaux.

2.1.b. Quantification de la qualité de la recombinaison

Le paramètre choisi dans cette thèse pour quantifier la qualité de la recombinaison est le rapport de Strehl. Habituellement utilisée en astronomie, cette quantité est définie comme le rapport entre le pic d'intensité observé sur le plan de détection d'un télescope ou d'une autre source d'image et le pic théorique d'intensité maximum pour un système d'imagerie parfait en amplitude et en phase, travaillant à la limite de diffraction, soit :

$$S = \frac{I^{Test}(0, 0)}{I^{Ref}(0, 0)} \quad (2.8)$$

Le faisceau de référence traditionnel est un faisceau circulaire de répartition d'intensité plane, dit top hat, de rayon R_{ref} qui couvre exactement la totalité de la pupille en champ proche (soit $2R_{ref} = N_x d_x$) et contenant le même flux. Nous calculerons également le rapport de Strehl avec un faisceau de référence de répartition gaussienne circulaire car cette référence fait état de la comparaison avec un faisceau laser monomode idéal.

D'après [28], deux conditions sont nécessaires pour que le flux traversé par les deux pupilles de référence soit le même à 1% près :

1. Le rayon de la pupille uniforme R_{ref} et le waist w_{ref} à $1/e^2$ de la pupille gaussienne doivent être liés par la relation $R_{ref} = \frac{\pi}{2} w_{ref}$.
2. L'amplitude au centre de la gaussienne doit être égale à celle de la pupille top hat multipliée par un facteur $\frac{\pi^2}{2}$.

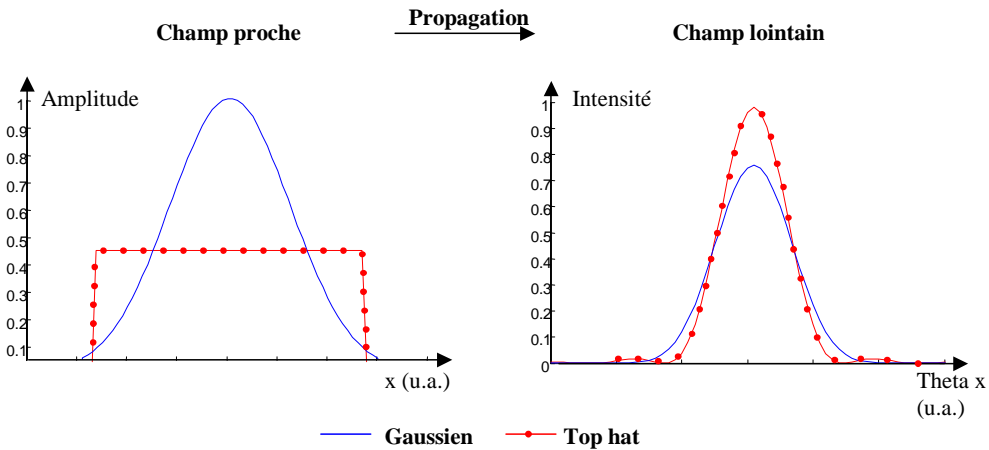


FIGURE 2.3: Distribution des champs proche et lointain des références "Top hat" et Gaussienne. Les extensions des pupilles en champ proche sont choisies de façon à ce qu'elles soient traversées par le même flux.

La figure 2.3 compare la propagation en champ lointain des références top hat et gaussienne. On peut constater que la propagation de la référence gaussienne aboutit à

une répartition plus large et d'amplitude sur l'axe inférieure à celle de la référence top hat. Toujours d'après [28], le rapport d'intensité sur l'axe des deux références prend la valeur suivante :

$$\frac{I^{Gauss}(0,0)}{I^{TopHat}(0,0)} = \frac{8}{\pi^2} \approx 0,81 \quad (2.9)$$

Dans la suite de cette thèse, le rapport de Strehl sera calculé sur une référence gaussienne pour comparer la recombinaison des N faisceaux en champ lointain à la propagation d'un faisceau laser monomode. Pour obtenir le rapport sur une référence top hat, il suffit de multiplier la valeur obtenue par 0,81 car :

$$S^{TopHat} = \frac{I^{Test}(0,0)}{I^{TopHat}(0,0)} = \frac{I^{Test}(0,0)}{I^{Gauss}(0,0)} \frac{I^{Gauss}(0,0)}{I^{TopHat}(0,0)} = S^{Gauss} \frac{8}{\pi^2} \approx 0.81 S^{Gauss} \quad (2.10)$$

2.2 Simulations numériques

La recombinaison des N faisceaux collimatés disposés matriciellement a été programmée, dans le but de définir d'une part quel arrangement spatial des émetteurs serait optimal, et d'autre part, quelles sont les tolérances à adopter dans le but d'une réalisation pratique.

2.2.a. Hypothèses du programme

Les simulations numériques effectuées reprennent exactement les expressions établies dans le paragraphe précédent. Ainsi, le champ individuel issu de chacune des fibres est propagé jusqu'à sa lentille de collimation. Les différents champs résultants sont ensuite juxtaposés en un arrangement matriciel qui décrit la répartition spatiale des fibres. Le champ lointain est enfin calculé numériquement par transformée de Fourier rapide de la pupille globale ainsi décrite.

Sauf indication contraire, les simulations ont été faites avec les paramètres suivants :

- La longueur d'onde de travail λ est choisie à 1550nm
- Les fibres mises en jeu sont des fibres monomodes pour la longueur d'onde λ , à maintien de polarisation. Le waist w_0 sur la face de sortie des fibres est de $5\mu\text{m}$ et l'ouverture numérique ON de la fibre est de 0,1.
- Les lentilles de collimation ont un rayon R de 0,63mm et une longueur focale f de 5,4mm. Il en résulte un waist $w(f)$ à $1/e^2$ sur la surface des lentilles de 0,53mm, soit un remplissage par le faisceau de 70% de l'ouverture de la lentille.
- Les lentilles de collimation sont jointives
- Les faisceaux sont parfaitement en phase et sans erreur d'alignement

La figure 2.4 page suivante expose un exemple de calcul de l'intensité en champ lointain réalisé avec 81 fibres disposées dans une matrice de 9 x 9 éléments.

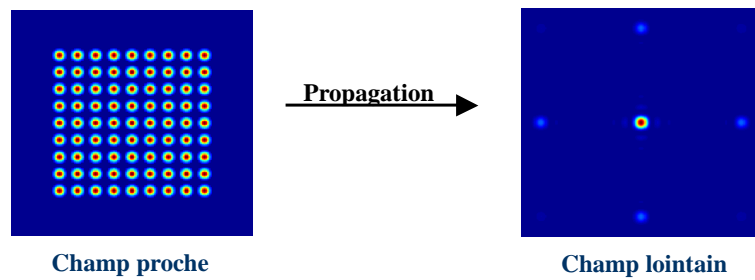


FIGURE 2.4: Exemple de simulation du champ lointain sur une pupille composée de 81 émetteurs disposés en matrice carrée 9x9

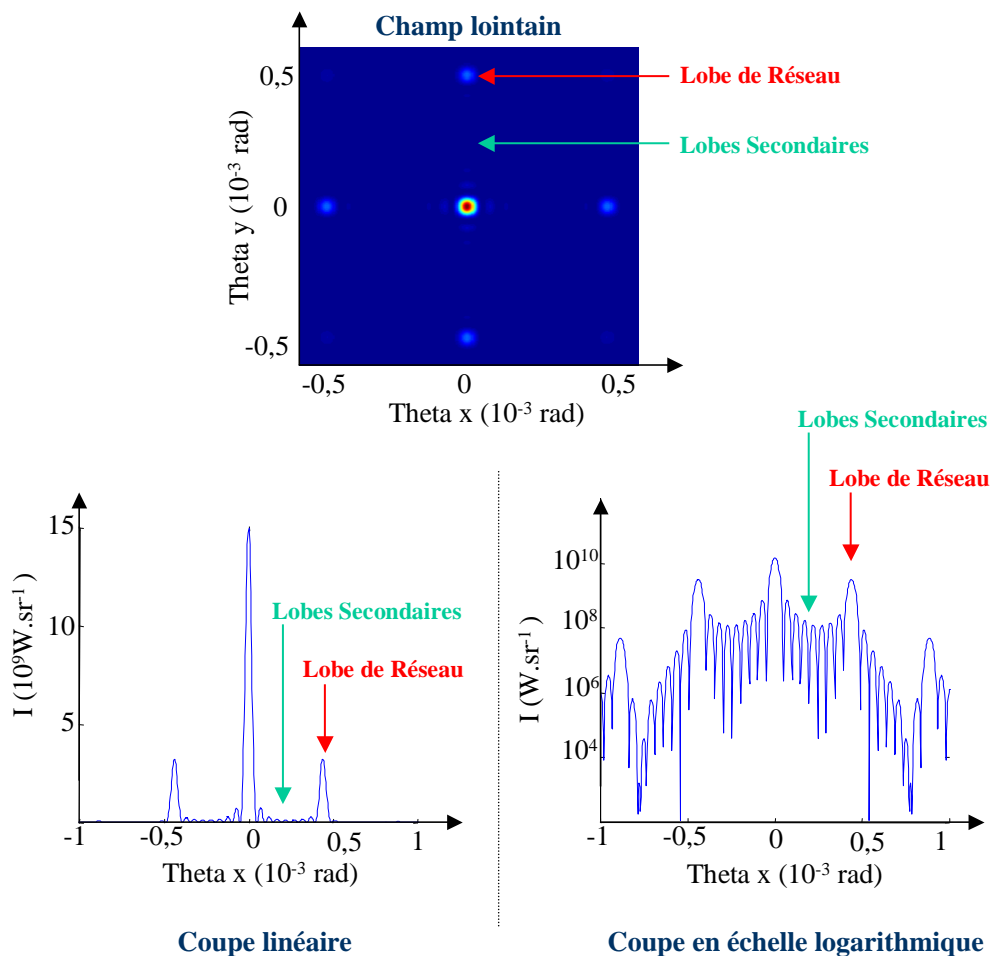


FIGURE 2.5: Détail du champ lointain simulé sur 81 fibres en matrice 9x9. La figure présente les lobes secondaires et les lobes de réseau sur les coupes du champ lointain en échelle linéaire et logarithmique.

Le champ lointain obtenu est détaillé sur la figure 2.5.

Nous retrouvons sur cet exemple les différents éléments du champ lointain précisés par la théorie, à savoir : un lobe central étroit entouré de lobes secondaires résultants de la diffraction sur la pupille globale. Sur les bords de la figure, on distingue les 4 lobes de réseau qui découlent de la structure périodique sur les deux axes orthogonaux de la

pupille en champ proche. Dans cette simulation, le rapport de Strehl calculé par rapport à une référence gaussienne est de 57%. Les lobes secondaires de réseau ont chacun une intensité au centre égale à 15% de l'intensité du lobe principal.

2.2.b. Influence de la géométrie de la pupille en champ proche

Pour déterminer l'influence des paramètres géométriques de la pupille en champ proche sur la recombinaison et les lobes secondaires, nous avons simulé numériquement la propagation en champ lointain avec différentes répartitions spatiales des émetteurs, tout en conservant les paramètres concernant les fibres et la collimation tels que décrits précédemment. A noter que dans cette partie, aucune erreur de phase ni de collimation n'est prise en compte.

Influence du nombre d'émetteurs en jeu sur la recombinaison

Dans un premier temps, nous allons évaluer l'évolution du champ lointain recombinaison avec l'augmentation du nombre d'émetteurs mis en jeu. La figure 2.6 montre un exemple de calcul de champ lointain sur 9 puis 81 fibres de taille identique disposées selon un arrangement carré.

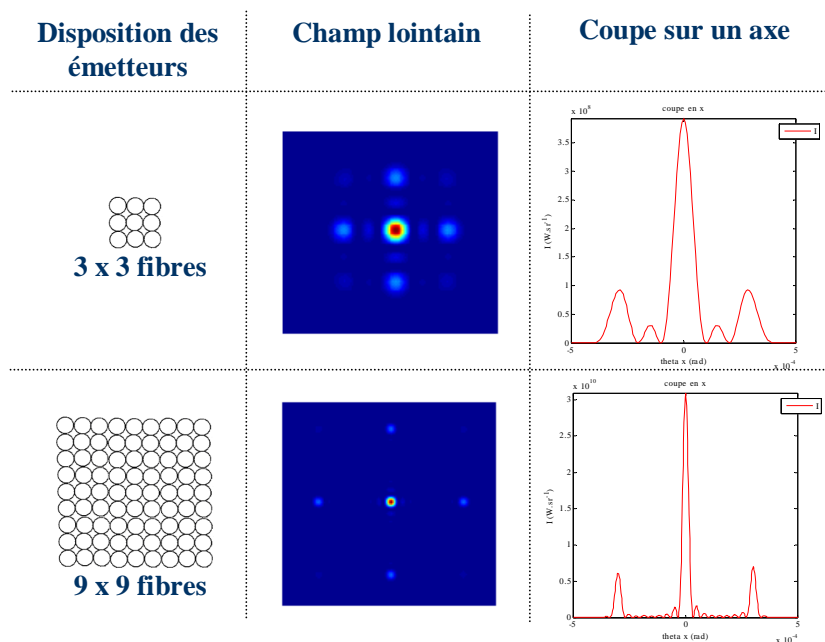


FIGURE 2.6: Exemple de calcul du champ lointain sur 9 puis 81 fibres disposées en matrice carrée.

Outre le fait d'apporter davantage d'énergie au champ lointain, l'augmentation du nombre d'émetteurs permet de travailler avec une pupille globale plus large. D'après la théorie, la largeur du lobe central est inversement proportionnelle à la taille de la pupille globale en champ proche. Cet aspect se confirme dans la simulation précédente, car

la largeur à $1/e^2$ du lobe recombinaison passe de 0,35mrad pour 9 fibres à 0,039mrad pour 81.

Ainsi, plus le nombre d'émetteurs individuels recombinaison est grand, plus la source créée sera puissante et peu divergente.

Etude de diverses disposition géométrique des émetteurs

Lorsqu'on utilise un grand nombre d'émetteurs, il existe de nombreuses possibilités d'arrangements géométriques pour le champ proche. Nous allons donc maintenant étudier l'influence de cet arrangement sur le champ lointain, afin de déduire quelle serait la disposition optimale à envisager suivant l'application visée.

Voici un bref descriptif des dispositions envisagées, illustré par la figure 2.7 :

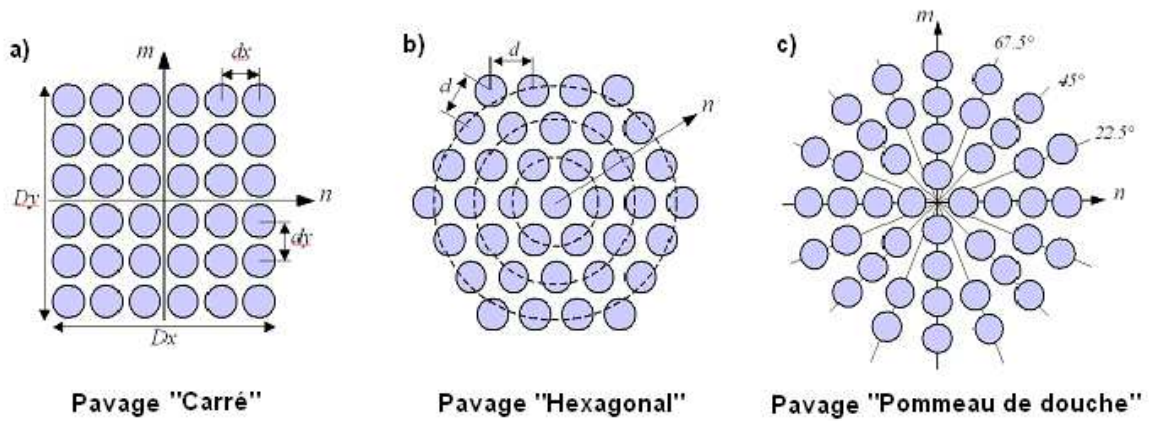


FIGURE 2.7: Présentation des divers pavages étudiés en simulation. a) Pavage "Carré"; b) Pavage "Hexagonal"; c) Pavage "Pommeau de douche"

- Le pavage "Carré" est une répartition classique cartésienne qui comporte $N_x \times N_y$ éléments disposés dans un repère (x,y). La distance inter-éléments est repérée dans les deux dimensions par d_x et d_y .
- Le pavage "Hexagonal" est le plus compact qu'il soit possible de réaliser. Chaque élément est entouré de 6 voisins dont les centres sont situés sur un cercle de rayon d , formant ainsi des triangles équilatéraux de côté d . Ce pavage comporte N éléments, où N se calcule de la façon suivante, en fonction du nombre de tours n :

$$N = 1 + \sum_{k=1}^n 6k = 1 + 6 \frac{n(n+1)}{2} \quad (2.11)$$

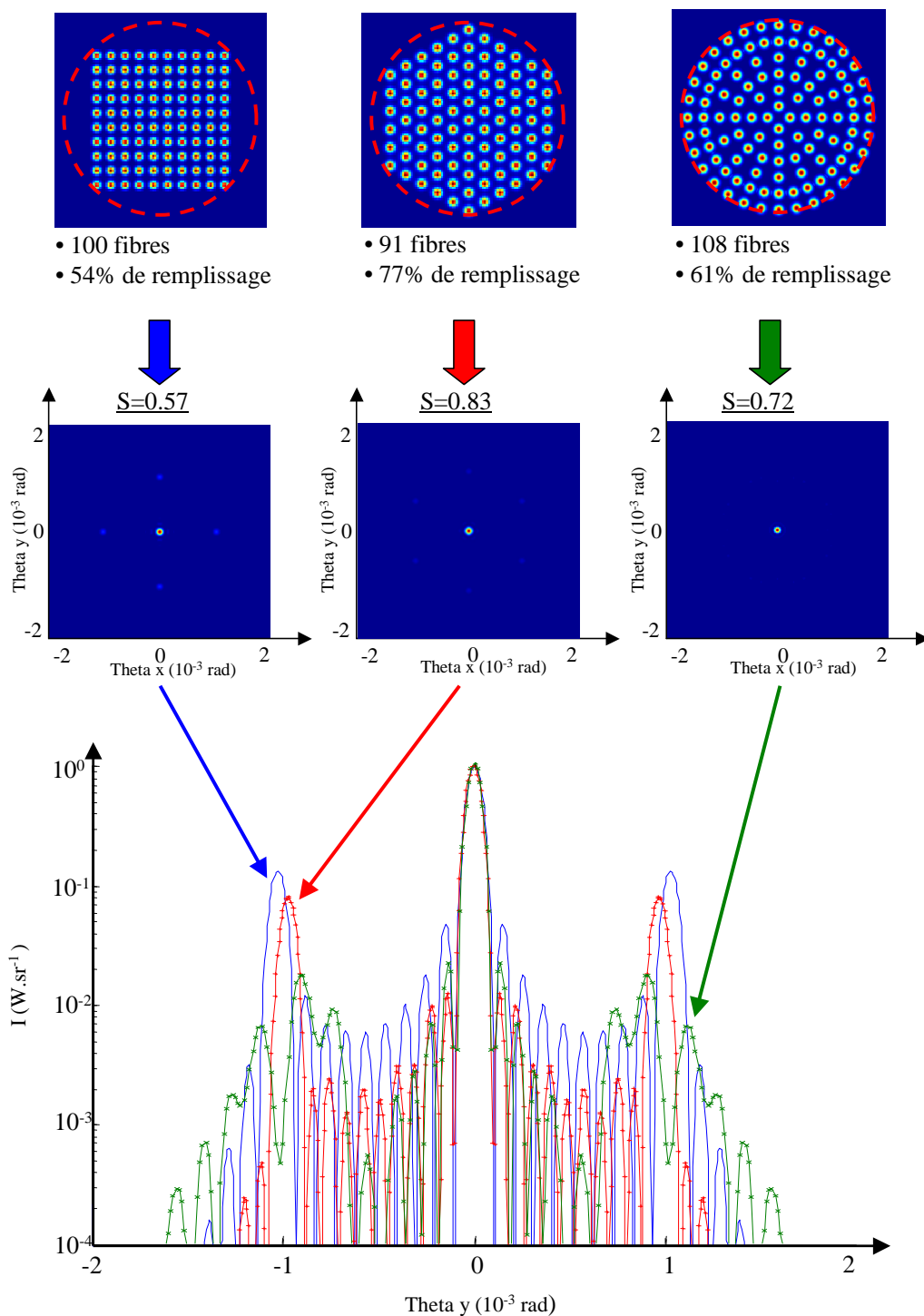
n	0	1	2	3	4	5	6
N	1	7	19	37	61	91	127

- Le pavage "Pommeau de douche" correspond à l'arrangement spatial tel que décrit sur la figure 2.7. L'originalité de ce pavage tient au fait qu'il permet de briser

la périodicité du maillage régulier de la pupille globale en champ proche tout en conservant un taux de remplissage relativement satisfaisant. L'objectif ici est de limiter la puissance des lobes de réseaux qui apparaissent après recombinaison.

Ces trois configurations ont été simulées avec un nombre de fibres du même ordre de grandeur, afin de considérer dans chaque cas un motif complet. La figure 2.8 page suivante montre les résultats obtenus, après normalisation pour compenser l'écart de puissance engendré par un nombre de fibres légèrement différent.

1. La répartition géométrique "Carrée" a été simulée sur 100 fibres disposées en une matrice 10x10, conduisant à un remplissage de 54% de la pupille en champ proche. La propagation de ce champ conduit à un lobe central avec un rapport de Strehl calculé à 57% par rapport à une référence gaussienne entouré de 4 lobes secondaires de réseau suivant les deux axes de la matrice. Ces lobes secondaires ont une intensité au centre égale à 15% de celle du lobe central (-8dB). Bien que l'énergie recombinaison soit moins importante que dans les autres arrangements, cette configuration présente l'avantage d'être celle qui minimise le nombre de lobes secondaires, ce qui peut être intéressant dans le cas où l'utilisateur choisirait de les masquer.
2. La répartition "Hexagonale", ici simulée sur 91 fibres avec un taux de remplissage de la pupille en champ proche de 77%, donne après propagation une répartition d'intensité composée d'un lobe central dont le Strehl est de 83% et de 6 lobes de réseaux correspondants aux 3 axes de l'hexagone. Cette fois, les lobes secondaires ont une intensité au centre égale à 6% de celle du lobe central (-12dB). Cette répartition semble être la plus adaptée à la création de puissance, car elle maximise le taux de remplissage de la pupille en champ proche et conduit à un rapport de Strehl très élevé. C'est cette répartition géométrique qui sera retenue pour la suite des simulations numériques.
3. La répartition "Pommeau de douche" a été testée sur 108 fibres, conduisant à un taux de remplissage de 61%. Contrairement aux autres dispositions testées, la structure du champ proche n'est pas strictement périodique, tout en conservant un bon taux de remplissage. Ceci se traduit en champ lointain par la dilution de l'énergie non combinée dans le lobe central dans un anneau large et peu intense autour de celui-ci. Le rapport de Strehl calculé dans cette configuration est de 72% par rapport à une référence gaussienne; cependant, le maximum d'intensité dans l'"anneau de réseau" ne dépasse pas 1% de l'intensité du lobe central (-20 dB). Bien que le rapport de Strehl soit moins bon que précédemment, cette disposition peut apporter un réel avantage dans les applications où ces lobes de réseaux présenteraient un caractère problématique (création de points chauds, endommagement de matériel à côté de la cible).



Profil normalisé en échelle semi logarithmique

FIGURE 2.8: Comparatif des résultats de la simulation numérique suivant la disposition géométrique des émetteurs. Sur la figure, le pavage "Carré" est représenté en bleu, le pavage "Hexagonal" en rouge et le pavage "Pommeau de douche" en vert. Les courbes montrent une coupe normalisée en échelle semi-logarithmique du champ lointain suivant l'axe y . Le rapport de Strehl est également calculé pour chacune des répartitions.

De plus, en complétant la pupille du champ proche pour maximiser le taux de remplissage dans les cas des répartitions carrées et hexagonales telles que présentées sur la figure 2.9, on peut augmenter les rapport de Strehl à leur valeur maximale, respectivement à 73% et 97%. La part d'énergie dans les lobes de réseau reste cependant inchangée.

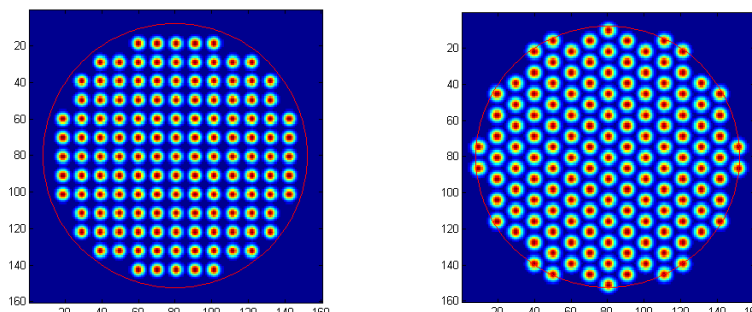


FIGURE 2.9: Répartition du champ proche suivant les pavages carré et hexagonaux, complétés jusqu'au bord de la pupille.

2.2.c. Influence des paramètres clés

Une fois la géométrie de la pupille en champ proche déterminée, cette partie a pour but d'étudier l'impact de divers paramètres sur le rapport de Strehl de façon à définir les tolérances admissibles sur les composants à mettre en jeu dans la cadre d'une réalisation pratique de recombinaison cohérente de faisceaux.

Sauf mention contraire, dans la suite de cet exposé, les simulations comportent 91 émetteurs disposés selon le pavage hexagonal décrit précédemment. Les conclusions qui en découlent restent valables pour les autres dispositions géométriques.

Remplissage de chaque sous-pupille

Pour débiter, nous allons étudier l'influence sur la recombinaison du taux de remplissage de chaque sous pupille en champ proche (TR). Nous choisissons de définir TR de la façon suivante :

$$TR = \frac{w}{R} \tag{2.12}$$

où w est le wait du faisceau gaussien à $1/e^2$, et R est le rayon de la lentille de collimation.

La figure 2.10 montre la courbe d'évolution du rapport de Strehl en fonction du taux de remplissage de TR . Lorsque les faisceaux du champ proche sont de petit diamètre, le taux de remplissage de la pupille globale est réduit, ce qui a pour conséquence un mauvais rapport de Strehl et des lobes de réseaux importants. A l'inverse, quand les faisceaux ont un diamètre très important, une fraction importante de l'énergie est coupée par la troncature qu'occasionne l'ouverture des lentilles, conduisant également à une baisse du rapport de Strehl. La simulation montre qu'il existe une valeur optimale du remplissage des sous-pupilles en champ proche, atteinte lorsque le diamètre du faisceau à $1/e^2$ est égal

à 84% du diamètre de la lentille.

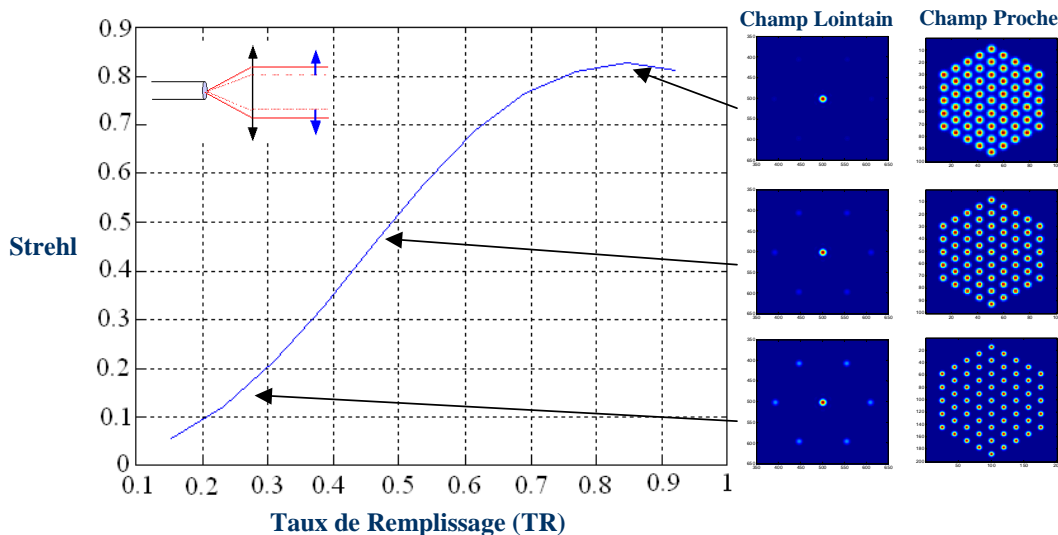


FIGURE 2.10: Evolution du rapport de Strehl en fonction du remplissage des pupilles individuelles en champ proche.

A ouverture numérique de fibre fixée, le remplissage de chaque sous-pupille est donné par le choix de l'ouverture et de la longueur focale des lentilles de collimation. Pour fixer les idées, obtenir un remplissage optimal de 84%, avec des fibres monomodes classiques d'ouverture numérique égale à 0,1, revient à choisir des lentilles ouvertes à $f/4$.

Influence des erreurs de phase

Comme vu en introduction, faire de la recombinaison cohérente de faisceaux revient à créer des interférences constructives entre les différents émetteurs. La phase de chaque sous-pupille doit donc être finement contrôlée. La simulation numérique suivante, réalisée en prenant des tirages aléatoires, montre l'influence des erreurs de phase sur le rapport de Strehl. Une courbe qui résume les résultats obtenus est présentée dans la figure 2.11 page ci-contre.

On voit sur cet exemple que la phase doit être contrôlée à $\lambda/10$ (Pic to Valley (PV)) pour garder un rapport de Strehl supérieur à 90% de sa valeur maximale. Sa valeur chute de 50% lorsque les erreurs de phase atteignent $\lambda/3$.

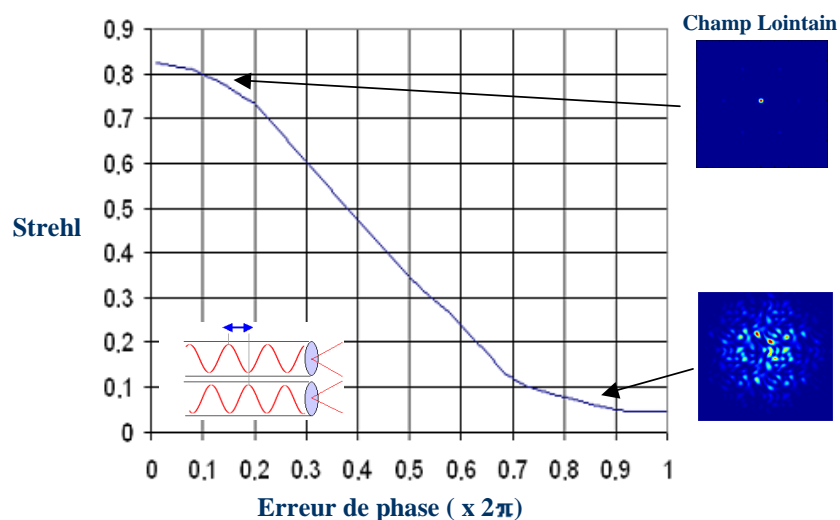


FIGURE 2.11: Evolution du rapport de Strehl en fonction des erreurs de phase.

Erreurs d'alignement

La simulation suivante, également réalisée en prenant des tirages aléatoires, montre l'évolution du rapport de Strehl en fonction des erreurs d'alignement de la collimation décrites par la figure 2.12. Ces erreurs sont inévitables dans le cas d'une réalisation pratique. Le but est ici de déterminer quelles tolérances seront acceptables pour une bonne recombinaison en champ lointain.

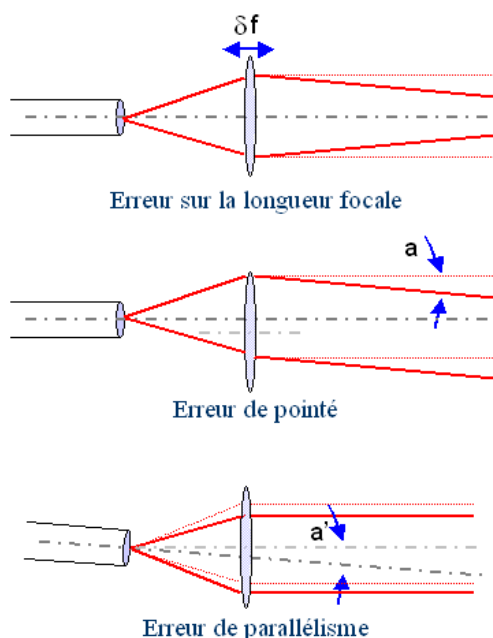


FIGURE 2.12: Description des erreurs d'alignements considérées lors des simulations

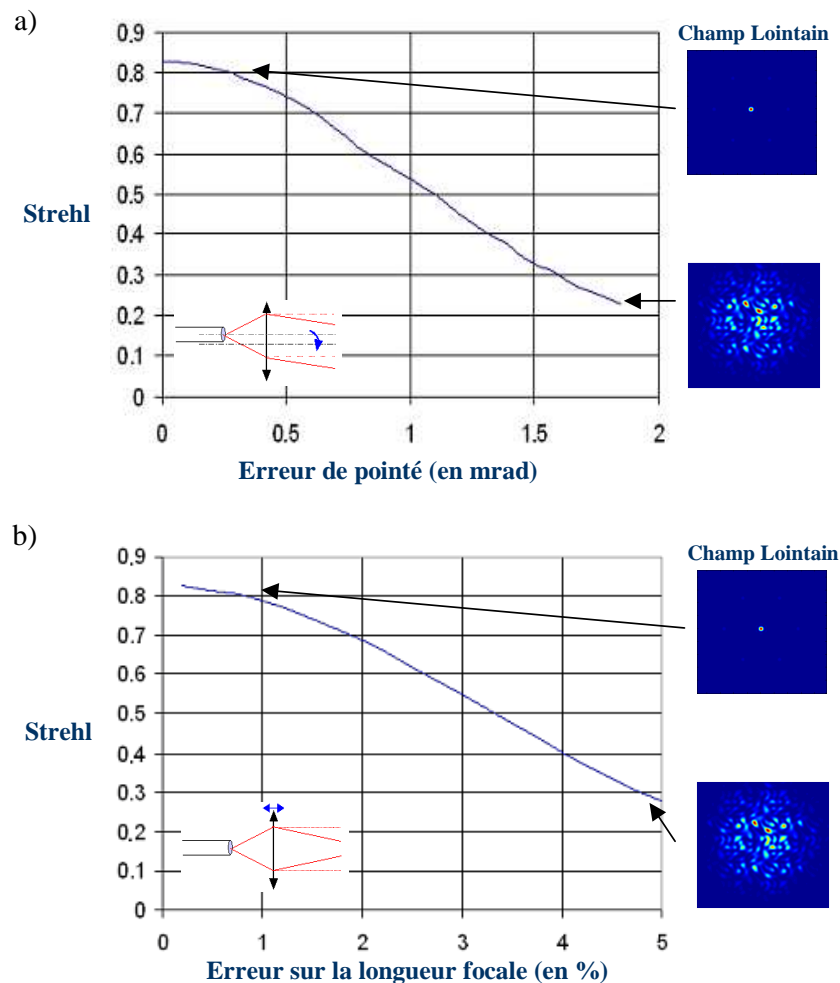


FIGURE 2.13: Evolution du rapport de Strehl en fonction des erreurs de pointé des faisceaux (a) et des erreurs de focale des lentilles (b).

1. La première partie de la figure 2.13 présente l'évolution du rapport de Strehl en fonction des erreurs de pointé a des différents faisceaux. Cette erreur est le résultat d'un écart entre l'axe de la fibre et l'axe de sa lentille associée. Selon la simulation, elle doit être maintenue en dessous de $0,3\text{mrad}$ (PV) pour garder un rapport de Strehl supérieur à 90% de sa valeur maximale. Pour fixer les idées, si on prend une lentille de longueur focale égale à $5,4\text{mm}$, l'écart entre l'axe de la lentille et l'axe de la fibre doit être maintenu à $1,5\mu\text{m}$ près. Le rapport de Strehl diminue de 50% de sa valeur dès que l'erreur atteint $1,3\text{mrad}$, ce qui correspond à une erreur sur les axes de $7\mu\text{m}$ avec la même lentille.
2. L'erreur de parallélisme a' de la fibre par rapport à l'axe défini par sa lentille associée a également été estimée. Cette erreur se traduit comme un écart entre les axes de propagation des faisceaux après passage par les lentilles de collimation, sans déflexion. Ce paramètre n'a que peu d'incidence sur le rapport de Strehl.
3. La seconde partie de la figure 2.13 présente l'évolution du rapport de Strehl avec les erreurs de longueur focale δf des lentilles. Une précision de 1% (PV) sur ce critère

est nécessaire pour garder une recombinaison convenable.

Disparités de puissance

Dans le cadre d'une réalisation pratique de combinaison cohérente de fibres, il peut y avoir des disparités de puissance entre les différentes fibres. Ces disparités apparaissent pour différentes raisons :

- Les connections entre fibres optiques impliquent des pertes différentes sur chaque bras.
- Les variations de pompage dans les amplificateurs fibrés imposent de légères variations de puissance au cours du temps.
- La polarisation n'est pas forcément toujours bien maintenue. La puissance qui intervient alors dans les interférences constructives varie ainsi d'une fibre à l'autre.

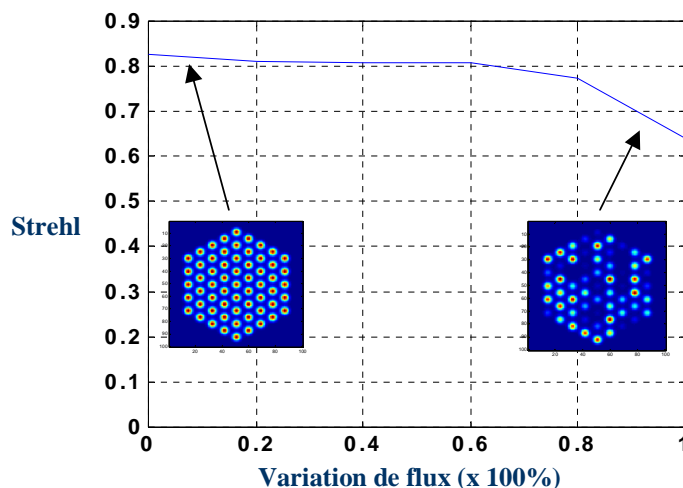


FIGURE 2.14: Evolution du rapport de Strehl en fonction des écarts de puissance entre les fibres. La référence pour le calcul du Strehl a une puissance égale à la somme des puissances des faisceaux individuels.

Au vu de la figure 2.14, le rapport de Strehl est peu sensible aux variations de puissance entre les fibres. En effet, le rapport de Strehl reste supérieur à 90% de sa valeur maximale même si les puissances entre faisceaux varient de 60% (PV). Ce critère n'est donc pas contraignant dans le cadre d'une réalisation pratique.

2.3 Déflexion de faisceau

Nous avons vu en introduction que la recombinaison cohérente de faisceaux par contrôle actif de la phase apportait des fonctionnalités supplémentaires utiles à la source. Dans cette partie, nous allons nous attacher à décrire la fonction déflexion de faisceau. Dans un souci de simplicité de la démonstration, nous nous intéresserons à une déflexion

suivant la direction x . Un raisonnement similaire sur la direction y produira une déflexion de faisceau bi-dimensionnelle.

2.3.a. Principe de la déflexion de faisceaux

Pour réaliser cette fonction, il suffit d'appliquer une rampe de phase sur l'ensemble des émetteurs, c'est-à-dire d'appliquer pour chaque fibre une phase décalée par rapport à celle de sa voisine d'une valeur constante. Ceci permet d'incliner le front de phase moyen issu de la pupille globale et les faisceaux interfèrent constructivement dans cette direction.

Pour rappel, et en reprenant les notations de la section modélisation, le champ lointain recombinaison est constitué d'un réseau de pics espacés en angle de $\frac{\lambda}{d_x}$ et de diamètre $\frac{2\lambda}{D_x}$, modulé par une enveloppe gaussienne de largeur $\frac{2\lambda}{\pi w(f)}$ à $\frac{1}{e^2}$.

L'ajout d'une rampe de phase permet de défléchir la fonction d'interférences qui définit la structure en lobes à l'intérieur de l'enveloppe gaussienne, comme illustré sur la figure 2.15 page ci-contre. Cette fonction est périodique, de période $\frac{\lambda}{d_x}$, ce qui définit l'angle maximal de déflexion. Le nombre de directions résolues est déterminé par la largeur angulaire du lobe central et le maximum de déflexion, soit :

$$N_{\text{resolu}} = \frac{\lambda/d_x}{\lambda/D_x} = \frac{\lambda/d_x}{\lambda/N_x d_x} = N_x \quad (2.13)$$

La figure 2.16 page 48 décrit les 9 directions résolues en x dans le cas d'une matrice de 9 fibres. La rampe de phase appliquée pour obtenir la position j est $\delta\varphi_j = j.2\pi/9$. On peut noter qu'il existe une position pour laquelle le profil en champ lointain est bi-lobe. Elle est obtenue lorsque $\delta\varphi = \pi$, c'est à dire lorsque chaque fibre est en opposition de phase avec sa voisine.

Ainsi, la déflexion de faisceau est possible en imposant une rampe de phase aux émetteurs. Celle-ci est limitée :

- En amplitude de déflexion, par la taille d'un émetteur individuel.
- En nombre de directions résolues, par le nombre d'émetteurs mis en jeu dans la direction de la déflexion.

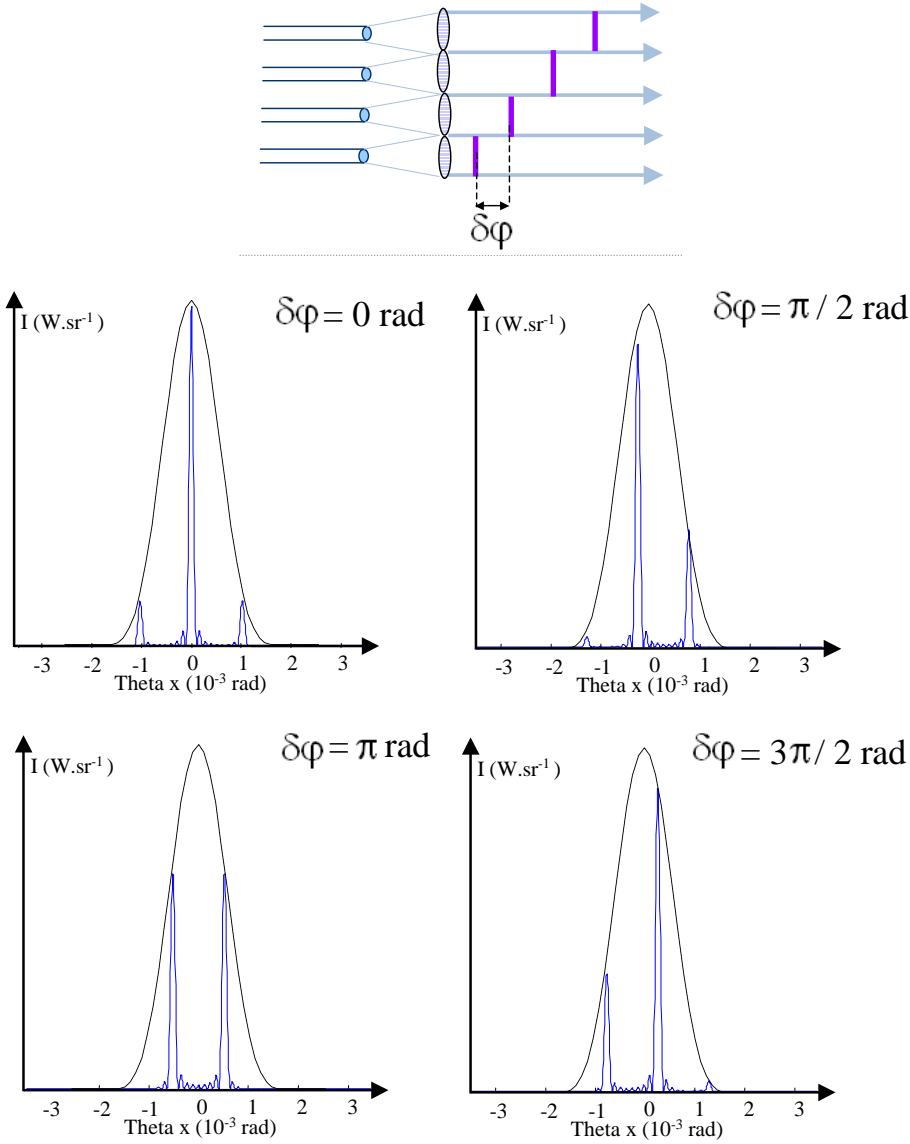


FIGURE 2.15: Profil du champ lointain calculé sur 9 fibres en fonction du déphasage $\delta\phi$ imposé d'un émetteur à l'autre.

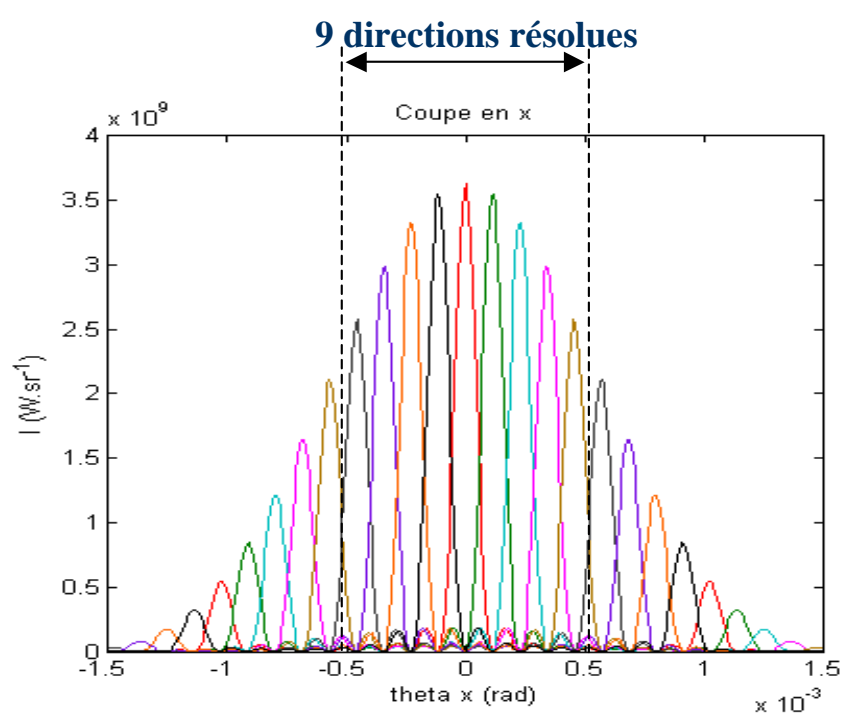


FIGURE 2.16: Présentation des 9 directions résolues angulairement par rampe de phase sur 9 éléments. L'écart de phase entre chaque position est de $2\pi/9$.

2.3.b. Effet de la translation des lentilles de collimation

Pour pallier les limitations précédentes, nous avons envisagé le mouvement léger (\sim quelques centaines de microns) de la matrice de lentilles de collimation en la montant sur une cale piezo-électrique par exemple. La figure 2.17 montre un exemple de calcul pour différentes positions des lentilles de collimation.

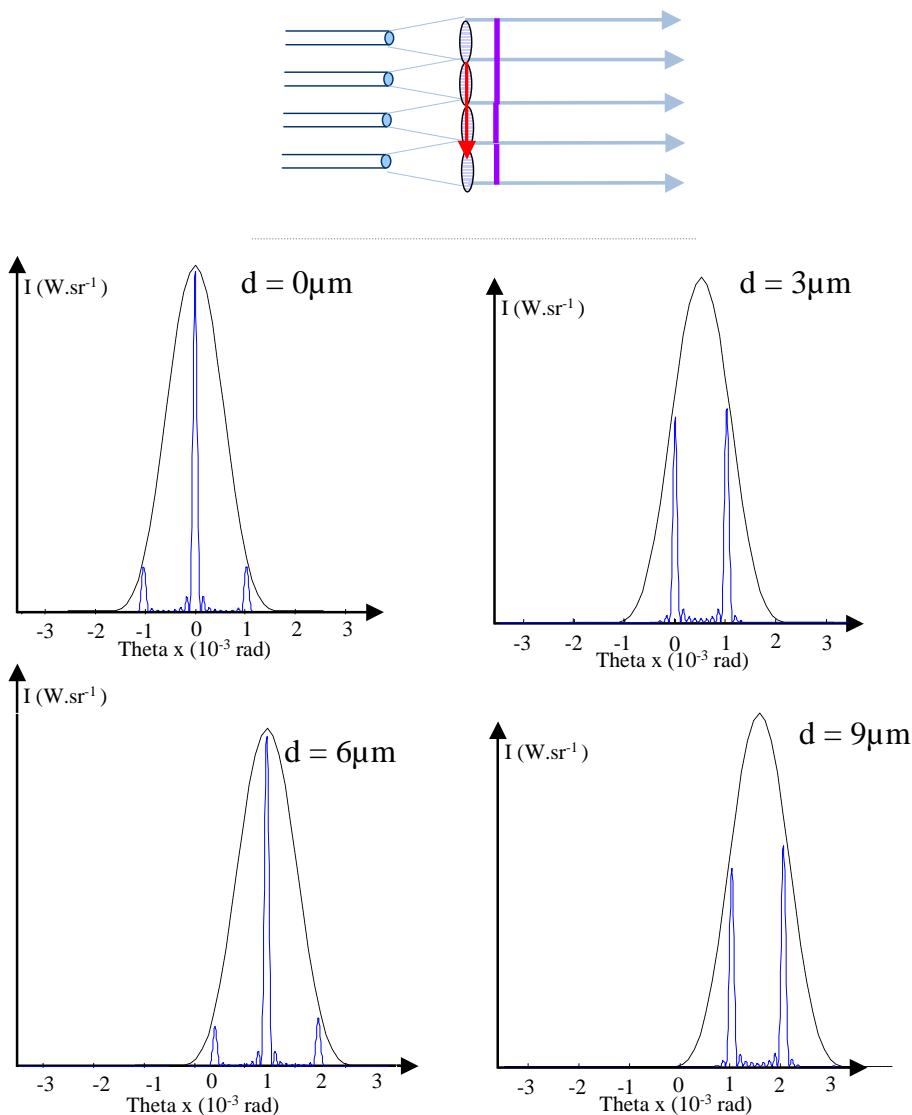


FIGURE 2.17: Profil du champ lointain calculé sur 9 fibres en fonction décalage d des lentilles de collimation.

Avec la translation latérale des lentilles, l’enveloppe gaussienne se translate sur l’échelle des angles. La limitation en terme d’amplitude de déflexion n’est plus définie par un émetteur unitaire mais vient de la course maximale des lentilles. Cependant, les lobes ne se modifient que sur les ordres de diffraction, définis par la période $\frac{\lambda}{d_x}$. Il en résulte qu’il y a des zones non couvertes entre deux ordres de diffraction, on a alors une déflexion

discrète.

Pour fixer les idées, si on prend des lentilles de diamètre 1,5mm et de longueur focale 5,4mm, comme dans la présente simulation, montées sur une cale piezo-électrique de 300μm de course, on obtient une amplitude de déflexion maximale de 50mrad (soit environ 3°), avec 160 points résolus, espacés angulairement de 0,35mrad.

2.3.c. Effet de la translation des lentilles de collimation avec correction par rampe de phase

Pour avoir de nouveau une déflexion continue, il est nécessaire d'ajouter une rampe de phase aux émetteurs, de façon à compenser les déphasages introduits par les lentilles de collimation dont les axes sont décalés de ceux des fibres par la distance h . Comme défini dans la figure 2.18, la rampe de phase à appliquer se calcule par :

$$\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{d_{x,y}}{f} \cdot h \quad (2.14)$$

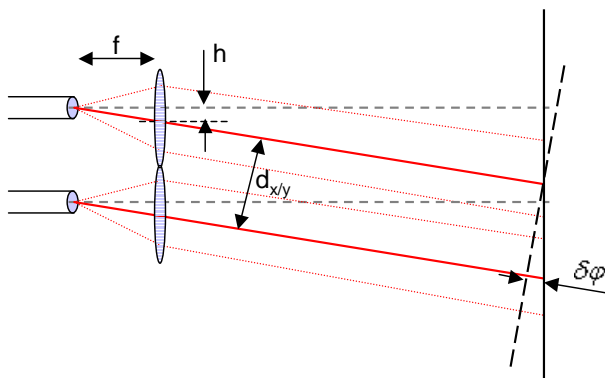


FIGURE 2.18: Schéma pour le calcul du déphasage nécessaire à la compensation du déplacement des lentilles de collimation.

On obtient ainsi une déflexion continue comme illustré par la figure 2.19 page ci-contre.

Sur cette simulation, avec les mêmes composants que précédemment, on obtient une amplitude déflexion maximale de 50mrad (soit environ 3°), avec 1440 points résolus, définis par la largeur de 0,039mrad du lobe principal.

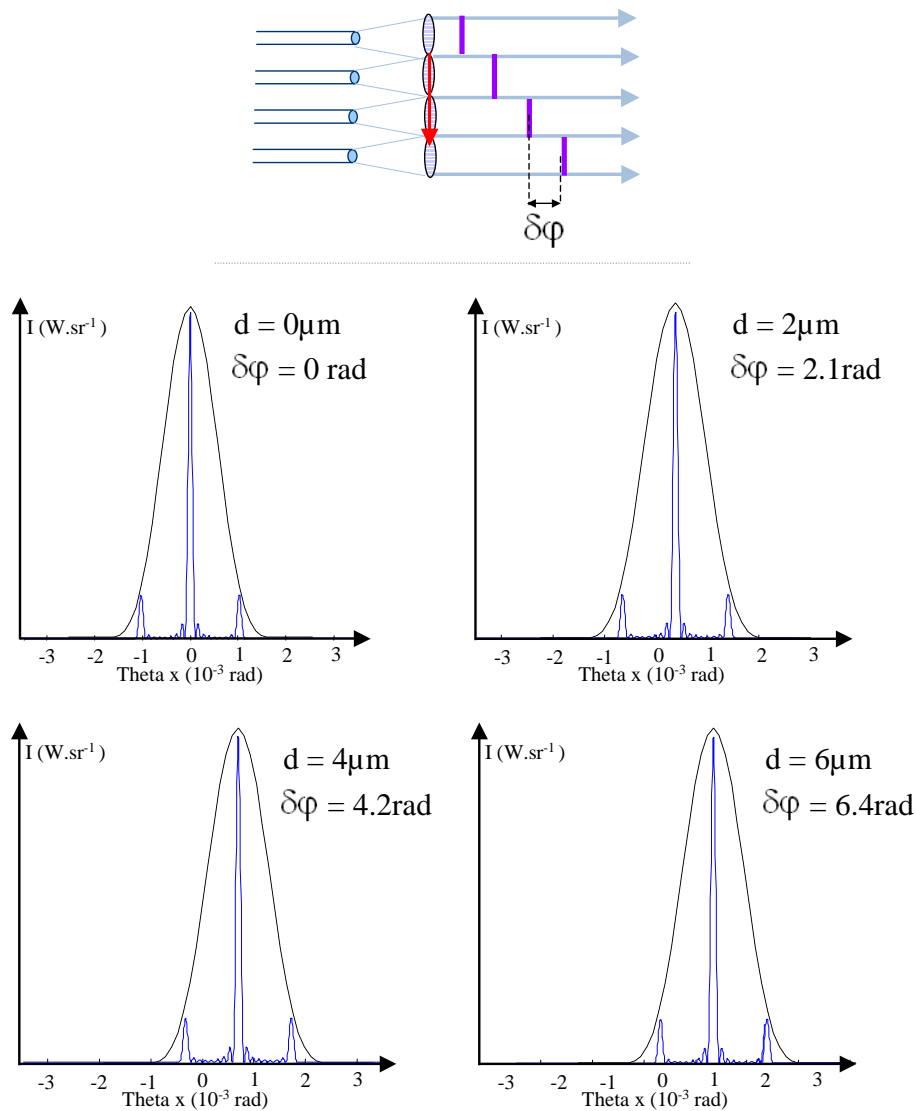


FIGURE 2.19: Profil du champ lointain calculé sur 9 fibres en fonction décalage des lentilles de collimation avec correction du piston de phase.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons développé un modèle numérique qui permet de simuler la propagation en champ lointain de N faisceaux gaussiens. Celui-ci nous a permis d'étudier l'impact de divers paramètres physiques sur la recombinaison en champ lointain, de façon à définir précisément quelles seront les tolérances admissibles lors d'une réalisation pratique.

Dans un premier temps, nous avons constaté que l'arrangement géométrique des émetteurs en champ proche avait une importance fondamentale sur la qualité de la recombinaison. Voici ce qu'il faut en retenir :

- Un arrangement hexagonal compact de la pupille en champ proche est la disposition la plus adéquate pour la recombinaison de faisceau, car c'est celle qui optimise le taux de remplissage.

- La structure présentée sous l'appellation "pommeau de douche", qui garde un taux de remplissage relativement satisfaisant tout en brisant la symétrie de la pupille en champ proche, est également à considérer dans le cas où les lobes secondaires de réseau présenteraient un problème vis-à-vis de l'application de la source que l'on cherche à développer.

Ensuite, nous avons déterminé l'influence des paramètres clés qui déterminent le choix des composants pour une réalisation pratique. Les tolérances à respecter pour garder un rapport de Strehl supérieur à 90% de sa valeur maximale, sont spécifiées dans le tableau suivant :

Paramètre	Valeur Requise
Ouverture des lentilles	$f/4$
Erreur de phase (PV)	$\lambda/10$
Erreur de pointé (PV)	0,3mrad
Erreur de longueur focale (PV)	1%
Disparité de puissance (PV)	60%
Cadence de correction	kHz [29]

Enfin, nous avons simulé les capacités de tels systèmes en terme de déflexion de faisceau. Imposer une simple rampe de phase aux différents émetteurs permet de faire une déflexion fine du faisceau mais avec une amplitude très réduite et un nombre de points résolus égal au nombre d'émetteurs dans la direction de déflexion. Nous avons vu que la translation de la matrice de collimation, accompagnée d'une rampe de phase, pouvait permettre d'augmenter cette amplitude et atteindre un nombre de points résolus très important. Une étude plus poussée pourrait permettre de qualifier ce type de source pour de la pré-compensation de perturbations atmosphériques. On sent déjà intuitivement que plus le nombre d'émetteurs sera grand, plus cette correction pourra être précise.

Maintenant que les tolérances ont été établies, il s'agit de trouver quels composants sont à même de répondre à ces exigences pour une démonstration expérimentale de recombinaison cohérente de fibres lasers.

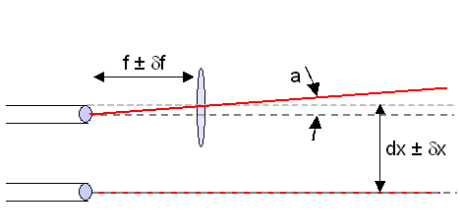
Chapitre 3

Conception des briques de base d'un système collectif

3.1 Objectifs et technologies candidates

3.1.a. Rappel des objectifs

Les objectifs concernant la réalisation de la collimation ont été définis dans l'étude théorique qui précède. En voici un bref récapitulatif :



Paramètre	Valeur requise
Ouverture des lentilles	$f/4$
Erreur a de pointé	0,3mrad
Erreur δf sur la focale	1%
Disparité de puissance	60%

Dans ce tableau, les points délicats sont la tolérance sur la longueur focale et l'erreur de pointé. Cette dernière est le résultat d'un écart entre l'axe de la fibre et l'axe de sa lentille associée. Selon la simulation, elle doit être maintenue en dessous de $a = 0,3\text{mrad}$ (soit $a = 0,017^\circ$) pour garder un rapport de Strehl supérieur à 90% de sa valeur maximale.

Tout l'enjeu de cette partie est d'atteindre ces tolérances sur un composant collectif de collimation comprenant un grand nombre (>50) d'ensembles {Fibre + Lentille}. Pour ce faire, nous avons envisagé diverses pistes technologiques.

3.1.b. Etude des systèmes de collimation existants

On trouve, dans les catalogues de certains fournisseurs spécialisés dans les fibres optiques, des matrices 2D de fibres collimatées. Un exemple typique de fiche technique de ces produits est présentée dans la figure 3.1 page suivante.

Specifications

Focal length uniformity:	< 2%
Insertion loss:	< 0.2 dB
Spacing accuracy:	< 0.5 μm
Lens arrangement:	1D, 2D, staggered
Pointing accuracy:	+ 0.05°
Materials:	Fused Silica, Si, Ge, ZnS, ZnSe, GaP, GaAs
AR-Coating:	Laser line or broadband
MWIR and LWIR fibers:	Zirconium fluoride, ZBLAN, and silver halide
Product number:	029145



N x N fiber collimator array

FIGURE 3.1: Description technique d'une matrice 2D de fibres collimatées commercialisée par Mems optical, d'après le site internet de la société.

L'étude de ces caractéristiques montre que les tolérances spécifiées en terme de longueur focale (2%) et d'alignement (0,05°) ne correspondent pas à nos exigences.

Ainsi, si on utilise une matrice de ce type pour notre application, il faudra dans un premier temps corriger les défauts de collimation. Ceci est possible en apposant une lame de phase réalisée sur mesure. La précision et la complexité seront alors reportées sur ce composant correctif, réalisable certes, mais non trivial.

Devant ce problème, nous avons étudié la possibilité de faire notre propre système de collimation des fibres.

Pour cela, il est nécessaire de séparer le problème en deux composants distincts : d'une part, une matrice de microlentilles, et d'autre part, un toron de fibres adapté pour réaliser la collimation parfaitement.

3.2 Matrice de microlentilles

Depuis l'avènement de l'optique adaptative, et le développement du Shack Hartmann, il existe sur le marché des matrices 2D de microlentilles, de très bonne qualité, commercialisées par divers fournisseurs. Celles-ci sont généralement de forme plan convexe et réalisées par gravure photolithographique sur un substrat.

Pour mémoire, pour une lentille plan convexe, la longueur focale f et le rayon de courbure RoC de la lentille sont reliés par la relation suivante en fonction de n , indice du substrat.

$$f = \frac{RoC}{n - 1} \quad (3.1)$$

3.2.a. Matrices à notre disposition

Matrice hexagonale

Dans un premier temps, la société *Aμs* nous a prêté une matrice de microlentilles hexagonales jointives, en silice, dont les caractéristiques sont décrites par la figure 3.2. La longueur focale de la matrice est de $5,51\text{mm}@1550\text{nm}$, le diamètre de chaque lentille est de $1,3\text{mm}$ et le pavage hexagonal permet un bon taux de remplissage de la pupille globale, ce qui favorise l'efficacité de la recombinaison.

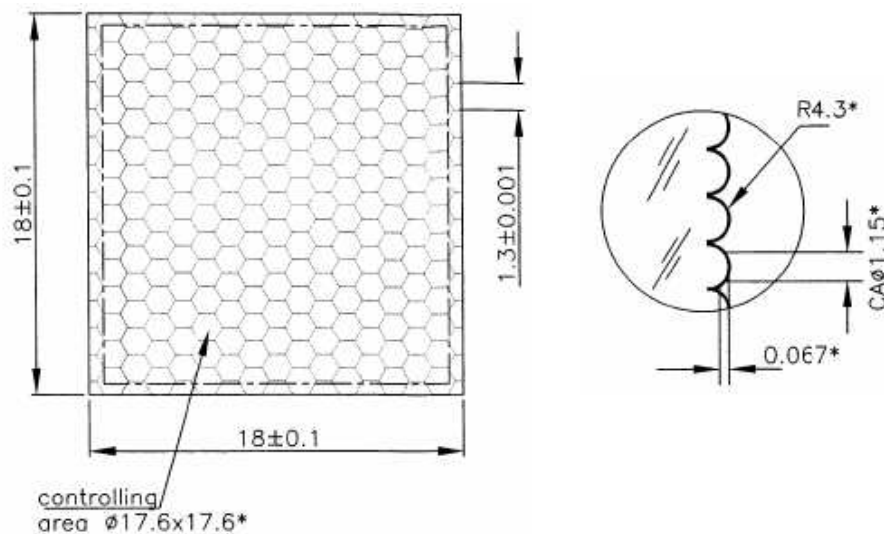


FIGURE 3.2: Description de la matrice de microlentilles hexagonales.

Matrice carrée

Nous avons également testé une matrice de 64 microlentilles jointives ouvertes à $f/3,8 \approx f/4$, en Sicilium ($n = 3,478@1550\text{nm}$) développée sur mesure par Suss MicroOptics pour l'ONERA dans le cadre d'une toute autre application [30]. Ses caractéristiques, illustrées dans la figure 3.3 page suivante, semblent convenir pour notre application.

Forme	Circulaire
Arrangement	8x8 - Carré
Longueur focale	5,77mm @1550nm
Ouverture	1.5mm

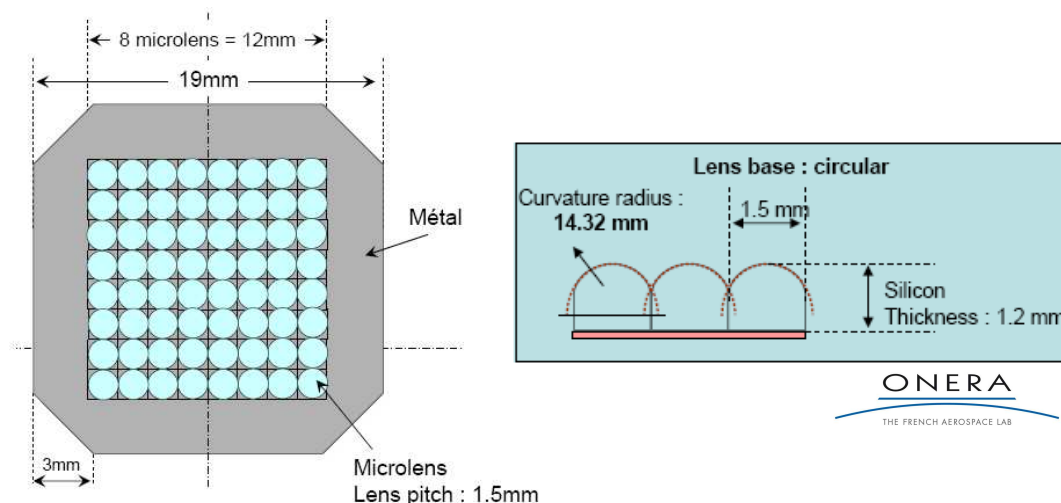


FIGURE 3.3: Description de la matrice de microlentilles carrée.

3.2.b. Test préliminaire en collimation simple

Dans un premier temps, nous avons monté la collimation d'un faisceau issu d'une fibre optique standard ($ON = 0, 1$) par une microlentille de chaque modèle, comme illustré par la figure 3.4.

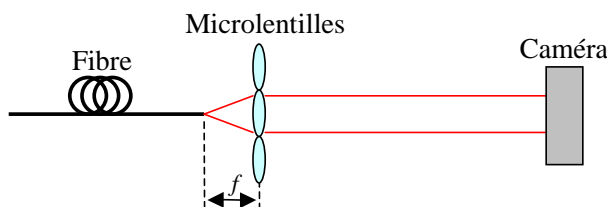


FIGURE 3.4: Schéma de la collimation d'un faisceau par une microlentille de la matrice.

Le résultat sur la matrice hexagonale est surprenant : sur toutes les microlentilles que nous avons essayé, nous observons en champ lointain une répartition d'intensité en anneau, au lieu de la répartition gaussienne attendue. Ceci nous laisse présager d'un fort défaut de sphéricité sur ces lentilles. Nous allons le vérifier par la suite.

Le résultat sur la matrice carrée est bien meilleur. Le faisceau observé en sortie présente bien une structure d'intensité gaussienne. Ceci présage d'un comportement correct pour la suite de nos travaux.

3.2.c. Mesure à l'interféromètre à décalage quadri-latéral

Pour aller plus loin, nous avons réalisé une mesure très précise de la surface de quelques lentilles de chaque matrice. Pour cela nous avons utilisé un analyseur qui fonctionne par

interférométrie à décalage quadri-latéral (IDQL).

Principe de la mesure

Ces interféromètres ont été initialement développés dans les années 90 pour la mesure de surfaces continues dans des applications allant du contrôle de surfaces optiques à la mesure de perturbations atmosphériques [31] et sont devenus aujourd'hui des outils commerciaux de mesure de surfaces d'onde. Leur principe de fonctionnement repose sur l'interférence du front d'onde à analyser avec lui même, après séparation spatiale via un réseau de diffraction à deux dimensions (voir figure 3.5).

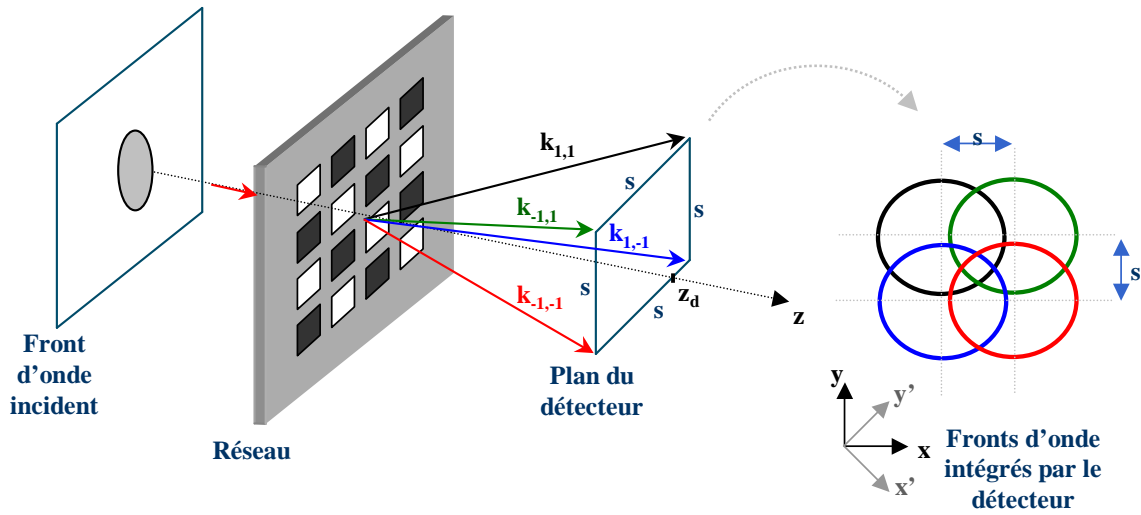


FIGURE 3.5: Principe de l'interférométrie à décalage quadri-latéral.

Après quelques millimètres de propagation, les faisceaux se sont légèrement séparés. Comme ils ne se propagent pas suivant les mêmes directions, on voit apparaître des franges d'interférence dont le pas est déterminé par l'angle entre les directions de propagation. L'intensité enregistrée prend alors la forme :

$$I \propto 4 + 4 \cos\left(\frac{2\pi x}{p} + ks \frac{\partial W}{\partial x}\right) + 4 \cos\left(\frac{2\pi y}{p} + ks \frac{\partial W}{\partial y}\right) + 2 \cos\left(\frac{2\sqrt{2}\pi x'}{p} + ks\sqrt{2} \frac{\partial W}{\partial x'}\right) + 2 \cos\left(\frac{2\sqrt{2}\pi y'}{p} + ks\sqrt{2} \frac{\partial W}{\partial y'}\right)$$

où W est la surface d'onde continue que l'on analyse, p est le pas des franges, s est le décalage latéral des répliques sur le plan du détecteur et $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. (x, y) est le repère défini par le réseau de diffraction dans les deux directions, (x', y') est le repère défini avec $x' = \frac{x-y}{\sqrt{2}}$ et $y' = \frac{x+y}{\sqrt{2}}$ et représente les vecteurs diagonaux.

Si le faisceau à analyser possède une surface d'onde parfaitement plane, l'image enregistrée par une caméra est un réseau de points parfait. Si le faisceau contient des aberrations, ce maillage régulier est déformé. L'étude de ces déformations par des méthodes d'analyse spectrale permet de retrouver les gradients de la phase spatiale. En effet, le spectre d'une telle répartition d'intensité est constitué de neuf harmoniques principales. Parmi celles-ci, l'extraction des harmoniques notées H_x et H_y dans les équations suivantes donne directement accès aux dérivées partielles du front d'onde suivant les directions x et y . On pourra également considérer les harmoniques $H_{x'}$ et $H_{y'}$ qui donnent accès aux dérivées sur les axes diagonaux.

$$H_x = T f \left[\exp \left(i k s \frac{\partial W}{\partial x} \right) \right] \quad (3.2)$$

$$H_y = T f \left[\exp \left(i k s \frac{\partial W}{\partial y} \right) \right] \quad (3.3)$$

$$H'_x = T f \left[\exp \left(i k s \sqrt{2} \frac{\partial W}{\partial x'} \right) \right] \quad (3.4)$$

$$H'_y = T f \left[\exp \left(i k s \sqrt{2} \frac{\partial W}{\partial y'} \right) \right] \quad (3.5)$$

$$(3.6)$$

Après intégration spatiale de ces gradients, on obtient une carte de phase avec un point de mesure par frange d'interférence.

Le principe de fonctionnement de ce type d'interféromètre sera très largement détaillé dans le chapitre 4 car celui-ci sera par la suite adapté à la mesure des pistons de phase des faisceaux issus des fibres collimatées. Dans ce chapitre, nous le verrons comme un outil pour caractériser les microlentilles.

Résultats sur la matrice hexagonale

Nous avons, dans un premier temps, mesuré la surface de quelques-unes des microlentilles de la matrice hexagonale. Comme celle-ci est en silice, nous avons pu utiliser un interféromètre visible "SID4" commercialisé par la société Phasics. Le montage réalisé est illustré par la figure 3.6 page ci-contre.

On éclaire les microlentilles avec une onde plane réalisée avec un laser Hélium-Néon (He-Ne ; $\lambda = 633nm$) épuré avec un objectif de microscope de grossissement $\times 25$ et un trou de $25\mu m$. On conjugue ensuite le plan des microlentilles avec le détecteur du SID4 avec un afocal. De cette façon, on est sensible à la phase des microlentilles dans leur plan, donc à leur forme. L'afocal est choisi avec un grandissement supérieur à 1 de façon à agrandir l'image des microlentilles sur le détecteur et rendre les fortes aberrations mesurables.

La figure 3.7 page suivante montre les résultats typiques obtenus sur plusieurs microlentilles de la grille. L'intensité analysée par le SID4 (traitement des interférogramme

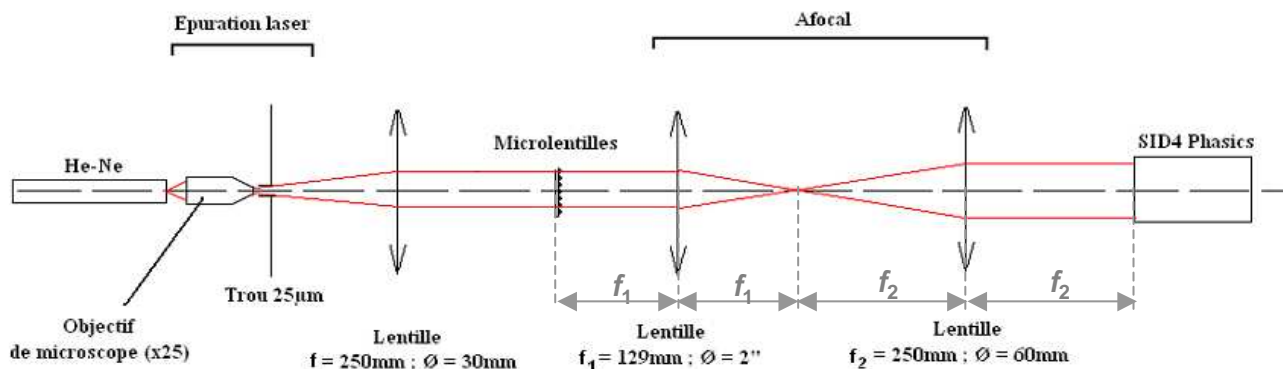


FIGURE 3.6: Banc de test pour les mesures des microlentilles hexagonales avec le SID4.

standard) présente des variations importantes. Cela résulte probablement d’une erreur de traitement lors de l’analyse spectrale car l’intensité dans le plan des microlentilles est normalement uniforme. Cette erreur, peut sans doute se corriger par un traitement manuel, mais elle témoigne d’un défaut de forme important. Mis en évidence dans ces résultats par comparaison avec la sphère idéale (figure 3.7, à droite), on peut l’évaluer à au moins $25\mu\text{m}$. L’aberration sphérique d’une telle surface est sans doute sous-estimée ici puisqu’une partie de l’information est traduite en intensité au lieu de l’être en phase.

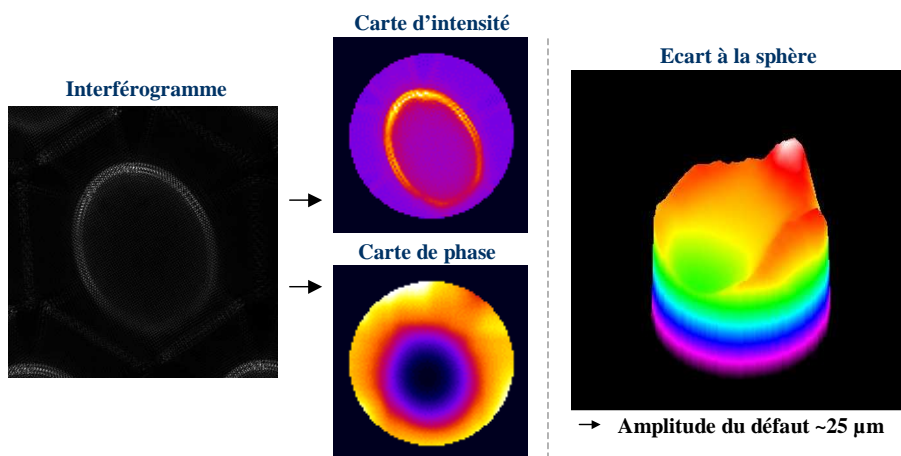


FIGURE 3.7: Résultats en fausses couleurs de l’analyse d’une microlentille de la matrice hexagonale.

Ces mesures ont été répétées sur plusieurs microlentilles de la grille. Les résultats obtenus sont similaires.

Cette analyse vient corroborer notre première observation sur ces lentilles lors du premier test en collimation : elles présentent de forts défauts de forme et seront inutilisables pour notre application.

Résultats sur la matrice carrée

Nous allons maintenant caractériser quelques lentilles sur la matrice de microlentilles carrée. Comme celles-ci sont en silicium, il ne nous est plus possible de faire l'analyse dans le visible avec le SID4. Nous avons donc utilisé un autre interféromètre réalisé par l'ONERA dans le cadre du projet CAN, pour une utilisation à $1,5\mu\text{m}$. Le banc d'analyse est relativement similaire au précédent, à ceci près que l'onde plane à $1,5\mu\text{m}$ est réalisée à la sortie d'une fibre monomode (Diode laser fibrée).

Avec ce système, nous devons effectuer les différentes étapes du traitement des interférogrammes manuellement. La figure 3.8 montre l'interférogramme typique enregistré ainsi que son spectre calculé. Sur la figure, nous avons désigné les harmoniques utiles H_x , H_y , $H_{x'}$ et $H_{y'}$, en correspondance avec les notations du passage théorique précédent.

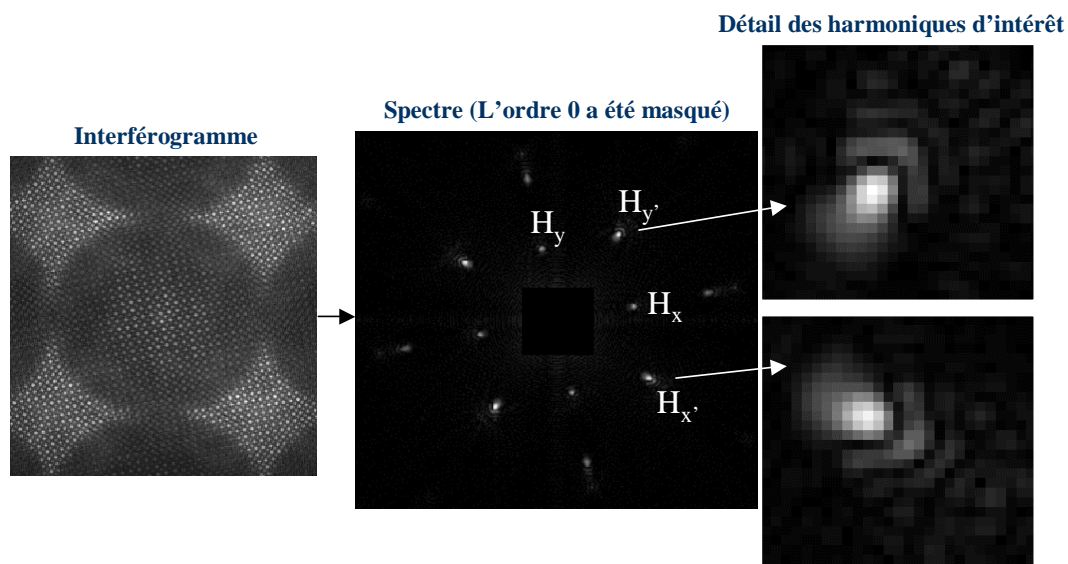


FIGURE 3.8: Interférogramme d'une microlentille de la matrice carrée et son spectre associé.

Pour plus de lisibilité, l'ordre 0 central du spectre a été masqué. Sur cette figure, on notera plusieurs choses :

- La répartition de l'intensité dans les harmoniques (H_x et H_y) est inférieure à celle des harmoniques diagonales ($H_{x'}$ et $H_{y'}$), contrairement à ce qui est prévu par l'équation 3.2. Ceci traduit un défaut dans la réalisation du réseau de diffraction à deux dimensions. Afin d'utiliser au mieux les informations de l'interférogramme tel qu'il est enregistré, nous utiliserons donc les harmoniques diagonales pour notre étude, ce qui revient à extraire les dérivées selon les axes x' et y' . Conformément à la théorie, il faudra alors corriger nos mesures d'un facteur $\sqrt{2}$ lors de l'intégration des dérivées.
- Le détail des harmoniques montre qu'elles ont la forme de petites aigrettes, caractéristique de l'aberration 'coma'. Par intégration, cette forme est la signature d'une aberration sphérique. Il faudra donc s'attendre à rencontrer ce défaut lors de la

reconstruction de la surface de la microlentille.

L'analyse donne les cartes d'intensité et de phase présentées sur la figure 3.9.

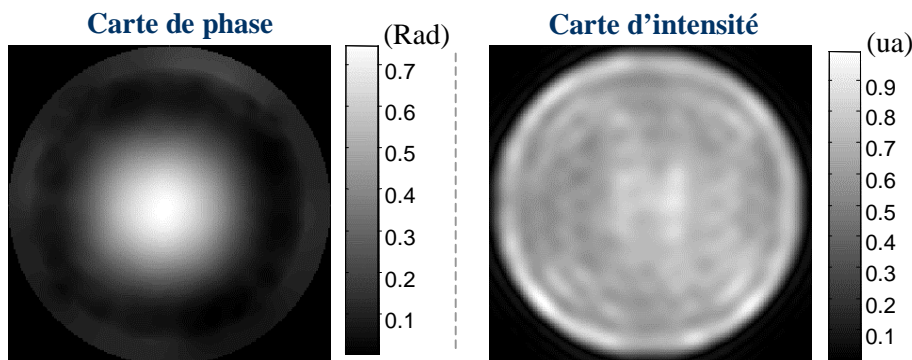


FIGURE 3.9: Cartographie de phase et d'intensité obtenues à partir de l'interférogramme sur une lentille de la matrice carrée.

Contrairement aux lentilles hexagonales, la cartographie en intensité est quasiment uniforme, ce qui est parfaitement normal. Concernant la cartographie de phase, on remarque que la phase mesurée diminue puis augmente à mesure que l'on s'éloigne du centre de la pupille vers le bord. Ce comportement est symptomatique de l'aberration sphérique. Comme nous l'avons prévu lors de l'analyse de l'interférogramme, cette aberration est clairement majoritaire sur ces lentilles. Sur la mesure, ce défaut est évalué à $0,70\text{rad}$, soit $\lambda/9$, ce qui est conforme à la valeur attendue pour une lentille plan-sphérique ouverte à $f/4$; la réduction de cette aberration à une valeur encore inférieure imposerait de travailler avec des lentilles asphériques. Ces lentilles sont donc bien meilleures que les lentilles hexagonales et peuvent convenir pour notre application.

3.2.d. Mesure du profil

Pour conforter et compléter ces résultats sur la matrice carrée, nous avons effectué une mesure du profil, au profilomètre, statistiquement sur quelques microlentilles, puis comparé ces résultats à une même sphère idéale. Ces mesures montrent un écart à la sphère idéale inférieur à $\lambda/10$ sur la partie centrale des lentilles. Cet écart passe à $\lambda/3$ sur l'extrême bord. Un exemple de résultat est illustré par la figure 3.10 page suivante.

De plus, nous avons vérifié la régularité du pas de la matrice. Pour cela, nous avons mesuré statistiquement la distance qui sépare deux lentilles jointives, comme illustré dans la figure 3.11 page suivante. Les valeurs sont respectées au micron près dans les deux directions.

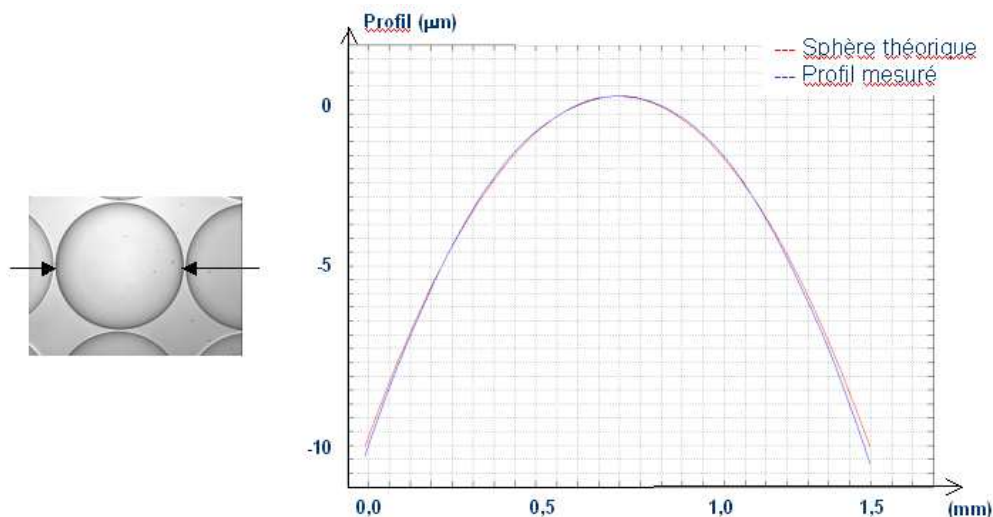


FIGURE 3.10: A gauche : Photo de la matrice de microlentilles, réalisée à la loupe binoculaire. A droite : Profil typique mesuré sur une microlentille au profilomètre (Courbe bleue), et comparaison avec la sphère idéale (Courbe rouge).

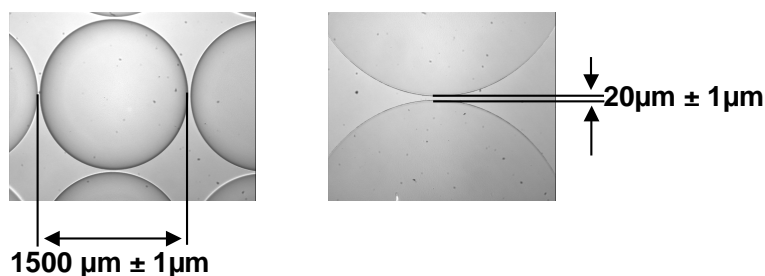


FIGURE 3.11: Détail de la matrice de microlentilles à la loupe binoculaire.

3.2.e. Mesure de la transmission

Ces lentilles en silicium ont une transmission mesurée à $43\% @ 1550nm$. Grâce à l'ajout d'un traitement anti-reflet classique sur chacune de ses faces, sa transmission est passée à $96\% @ 1550nm$.

A la vue de ces mesures, nous avons gardé cette matrice pour la suite.

3.3 Support de maintien de fibres adapté

3.3.a. Technologies candidates

L'étape suivante est la réalisation d'un dispositif de fixation pour 64 fibres optiques qui suivent exactement l'arrangement carré défini par la matrice de microlentilles. La longueur focale étant fixée à $5,77mm$, la tolérance de $0,3mrad$ se convertit en une précision de $1,7\mu m$ sur le placement de l'axe des fibres sur leur support.

N'ayant pas trouvé sur le marché de réseaux bi-dimensionnels de fibres à maintien de polarisation dont les tolérances convenaient à notre application, nous avons envisagé de réaliser une plaque de trous très précise pour supporter les fibres.

L'éventualité d'une réalisation par usinage laser a été abandonnée rapidement, car les fournisseurs ne pouvaient pas garantir la tolérance sur le positionnement centre à centre des trous. Seule une technique collective de perçage peut nous apporter la régularité de la précision qui est nécessaire.

Ainsi est venue l'idée d'utiliser des techniques de type photolithographie pour réaliser notre plaque. En effet, ces méthodes fonctionnent sur le principe d'un masque qui contient l'ensemble du motif. Le perçage de la plaque en substrat est réalisé par insolation au travers du masque, réalisant l'ensemble de la pièce en une seule fois. Sur le site de TRT, il nous est possible de faire réaliser ce composant par lithographie rayons X dans une plaque de PMMA, grâce au concours de l'équipe mixte CNRS/Thales LIGA. Dans cette perspective, les précisions atteintes sont de l'ordre du micron, même sur des composants de relativement grande taille et à haut facteur de forme, comme dans notre cas.

3.3.b. Réalisation

Dessin du masque

Ainsi, nos plaques de support ont été réalisées par lithographie X dans des plaques de PMMA de 1mm d'épaisseur. Ce procédé permet de percer la plaque de part en part avec des flancs parfaitement droits. La figure 3.12 page suivante montre le dessin du masque qui contient le motif qui sera réalisé sur toute l'épaisseur de la plaque.

Le motif est constitué d'une série de 64 supports individuels de fibres suivant un maillage cartésien avec un pas de 1.5mm correspondant à l'arrangement des microlentilles. Comme la lithographie est réalisée dans des supports bien plus grands que le dessin d'une plaque individuelle, il nous a été possible de dessiner plusieurs versions de notre composant sur le même masque, avec des supports individuels de fibres différents, respectivement nommés type 1, 2 et 3 sur la figure.

- Le type 1 est un simple trou circulaire de diamètre 125,5 μ m ou 126 μ m.
- Le type 2 comprend une structure de maintien de la fibre réalisée grâce aux "flèches" évidées sur le haut et la droite du motif. Celles-ci définissent une fine membrane de PMMA dont le rôle est d'enserrer la fibre contre les flancs gauche et bas de la structure. Ceci doit permettre une plus grande précision de positionnement.
- Le type 3 fonctionne sur le même principe que le type 2, dans une géométrie de triangle équilatéral. La fibre se retrouve enserrée à la position exacte du centre de gravité du triangle. Cette structure doit également accroître la précision de positionnement.

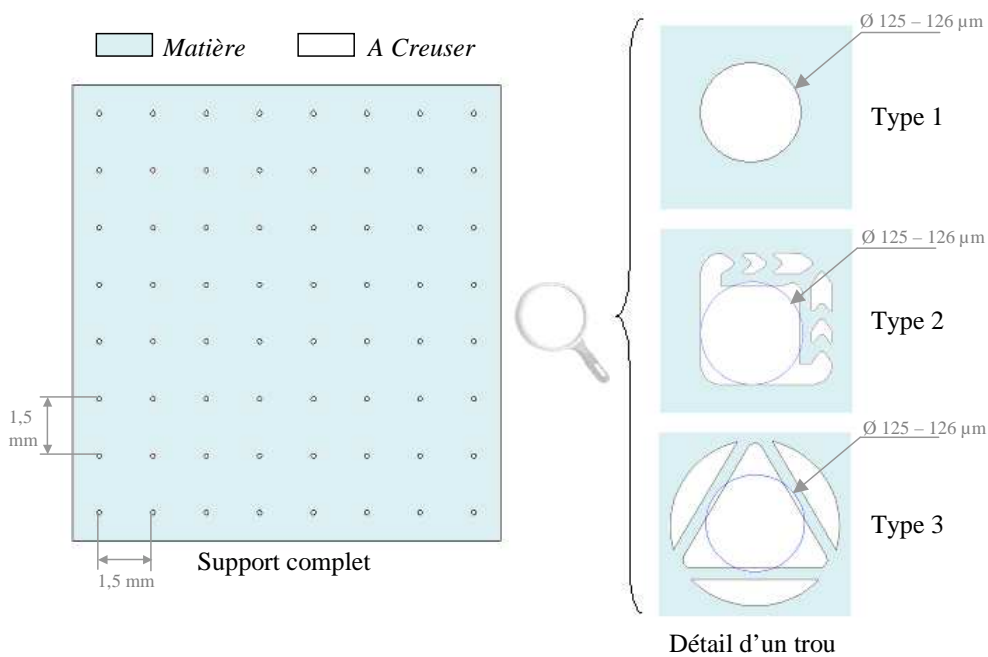


FIGURE 3.12: Dessin du masque pour la réalisation des plaques de support pour les fibres. Les parties blanches correspondent aux zones où la matière devra être enlevée. Trois types de support de fibres sont testés : type 1, type 2 et type 3

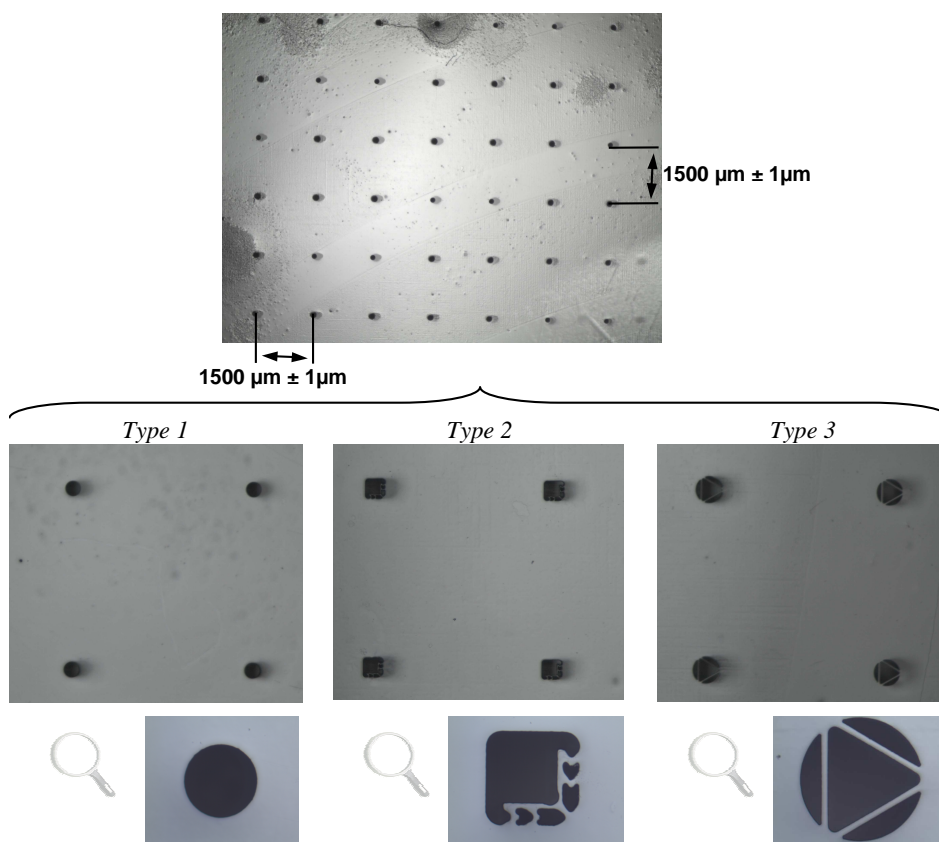


FIGURE 3.13: Vues à la loupe binoculaire des trois types de plaques réalisées.

Réalisation et contrôle des pièces

Les supports ont été réalisés par l'équipe Mixte CNRS/Thales LIGA. Les photos, réalisées à la loupe binoculaire, de la figure 3.13 page précédente montrent les plaques réalisées.

Les mesures statistiques montrent que la tolérance au niveau de l'emplacement de chaque motif est respectée au micron près. Cependant, les motifs en eux-mêmes sont mesurés plus grands d'un à deux μm par rapport au dessin du masque.

Insertion des fibres

L'étape d'insertion de 64 fibres à maintien de polarisation dans la plaque a été réalisée par IDIL Fibre Optique. Ces fibres, d'une longueur de 3 mètres, sont munies d'un connecteur à l'autre extrémité pour une utilisation facile. Le procédé d'insertion est le suivant :

1. Les fibres sont insérées, orientées (au degré près) et collées dans la plaque de PMMA (figure 3.14)
2. L'ensemble est ensuite inséré et fixé dans un tube de plastique de 1 pouce de diamètre, qui servira de cale de polissage.
3. Après découpe des fibres qui dépassent de la plaque, la surface de l'ensemble est polie (figure 3.15 page suivante). Il est à noter que nous avons réalisé des tests préliminaires concernant cette phase de polissage, afin de nous assurer que le verre se polit bien quand il est inséré dans du PMMA.



FIGURE 3.14: Photo de la procédure d'insertion des fibres par IDIL.

L'ensemble fini est illustré par les photos 3.16 page suivante.

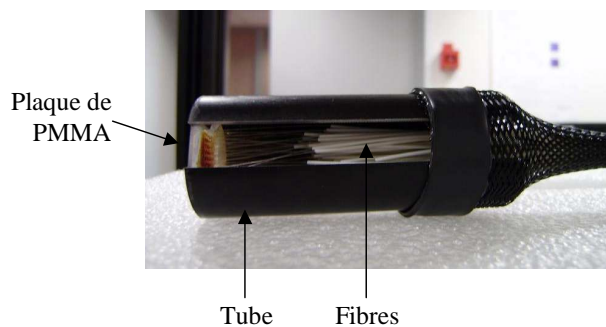


FIGURE 3.15: Photo du tube contenant les 64 fibres insérées et collées. .

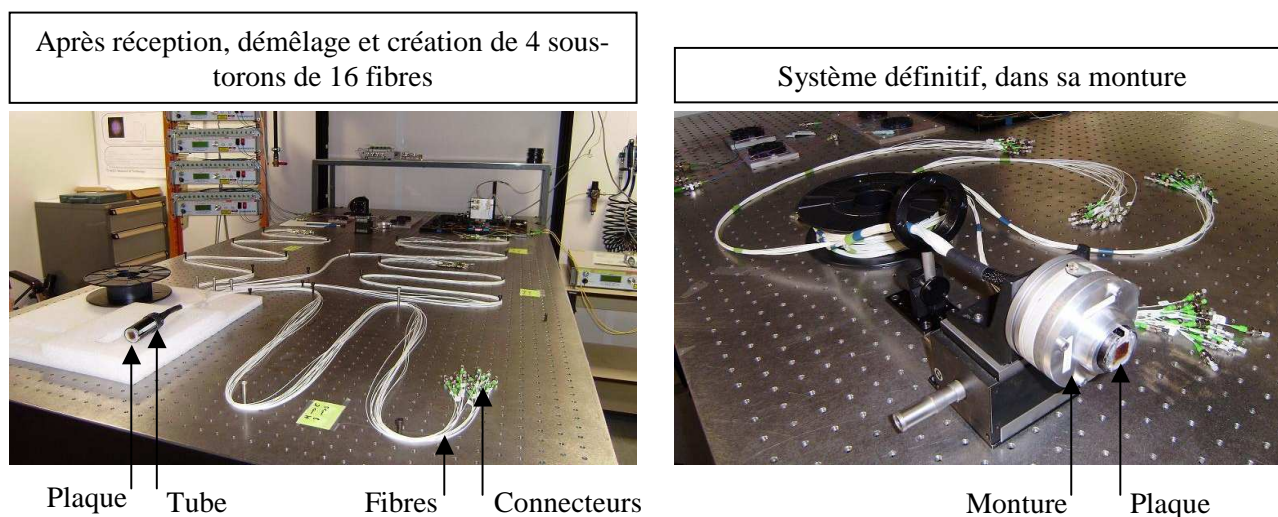


FIGURE 3.16: Photos du système complet.

3.3.c. Assemblage et tests

Montage

Afin de tester nos composants collectifs de collimation, nous avons généré 64 faisceaux monomodes à 1550nm dans des fibres à maintien de polarisation (schéma figure 3.17).

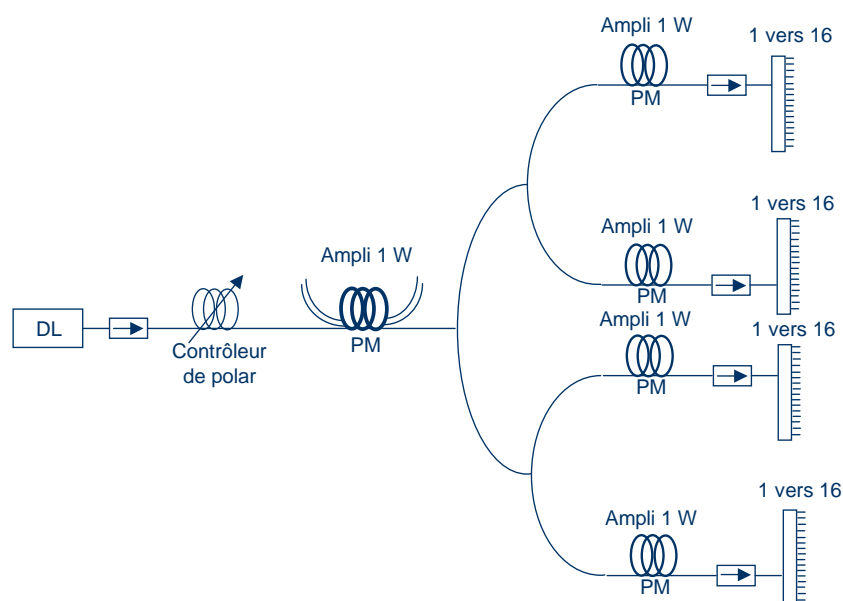


FIGURE 3.17: Schéma du montage réalisé pour la génération des 64 faisceaux.

Pour cela, nous utilisons une architecture tout fibré. La source est une diode laser fibrée (DFB) de $40mW$ non polarisée. Après contrôle de la polarisation, le signal est amplifié jusqu'à une puissance de $1W$, puis découpé en 4 signaux monomodes d'environ $130mW$ chacun grâce à l'emploi de trois coupleurs 50/50. Ces 4 faisceaux sont ensuite amplifiés à la puissance de $1W$ puis séparés chacun en 16 faisceaux d'environ $40 - 50mW$. On constate à ce niveau des disparités de puissance entre les voies. Celles-ci sont la conséquence de différentes pertes d'insertion sur les composants.

Notre toron de 64 fibres, fixé dans sa monture, est ensuite branché sur les 4 coupleurs 1 vers 16, en faisant quatre blocs carrés de 16 fibres. Puis, nous avons inséré notre matrice de microlentilles dans une monture de miroir munie de tous les degrés de liberté, et initié l'alignement des lentilles sur les fibres (figure 3.18).

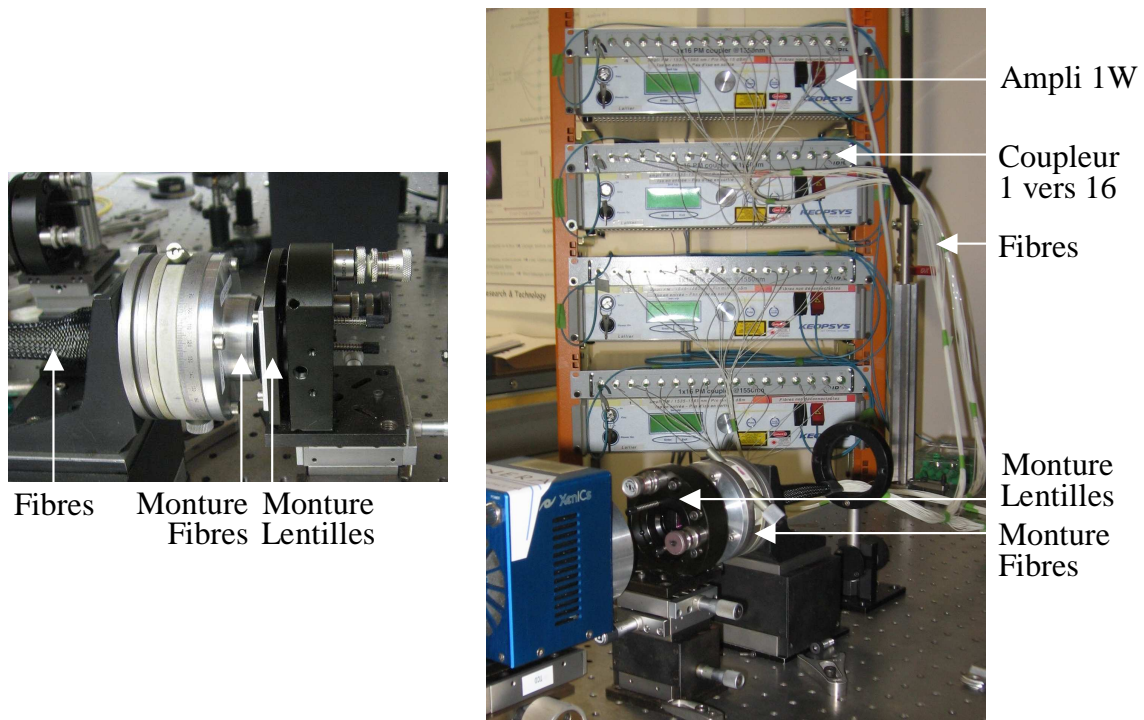


FIGURE 3.18: Photo du montage.

Réglages et mesures au foyer

Acte I

Le réglage grossier de la collimation se fait "à l'oeil" en s'assurant que les 64 faisceaux sont bien présents en sortie des microlentilles, que certains faisceaux n'apparaissent pas exagérément plus gros que les autres et que le carré de 8×8 qu'ils forment ne se déforme pas trop en se propageant en espace libre.

Un réglage plus fin est obtenu en plaçant une lentille (dans notre cas $f = 200\text{mm}$) sur le trajet des faisceaux après collimation et en apposant un trou de filtrage (diamètre $d = 500\mu\text{m}$) exactement à la position du foyer, comme illustré sur la figure 3.19. L'alignement est optimisé lorsque la puissance transmise par l'ouverture est maximale.

Cette étape franchie, nous avons relevé la position des centroïdes (x, y) de chacun des 64 faisceaux au foyer de la même lentille dans le but d'évaluer l'écart relatif $\delta_{x,y}$ entre les axes des fibres et les axes de leurs lentilles associées dans les deux directions. Ces données vont définir les erreurs de pointé $a_{x,y}$ de chacune des fibres de notre système de collimation. Ces erreurs se calculent de la façon suivante :

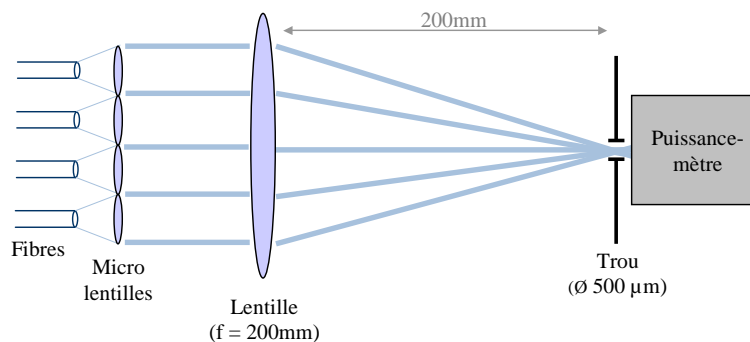


FIGURE 3.19: Schéma du montage pour les mesures au point focal

$$\delta_x = (x - x_{moy}) \frac{f_{\mu lens}}{f} \quad (3.7)$$

$$\delta_y = (y - y_{moy}) \frac{f_{\mu lens}}{f} \quad (3.8)$$

$$a_{x,y} = \frac{\delta_{x,y}}{f_{\mu lens}} \quad (3.9)$$

où (x_{moy}, y_{moy}) représente les coordonnées moyennes des centroïdes relevés dans les deux directions, et $f_{\mu lens} = 5,7mm$ est la longueur focale des microlentilles utilisées. Pour rappel, la tolérance sur $a_{x,y}$ est de $0,3mrad$, qui correspond dans notre cas à $|\delta_{x,y}| \leq 1,5\mu m$.

La figure 3.20 montre les $\delta_{x,y}$ mesurés sur notre matrice.

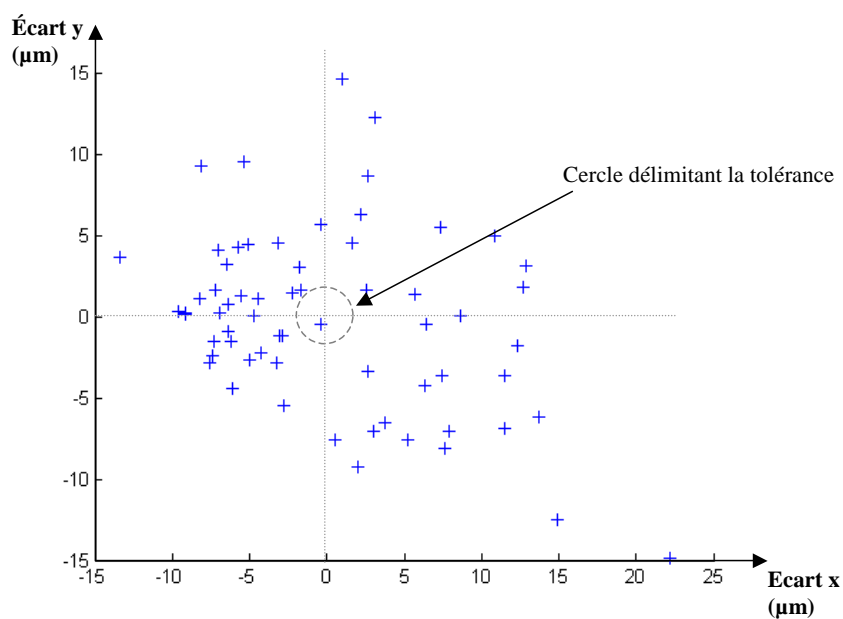


FIGURE 3.20: Cartographie des $\delta_{x,y}$ calculée à partir du relevé des centroïdes des faisceaux au foyer de la lentille. Le cercle en pointillés représente la limite de la tolérance admissible définie par les modélisations.

Pour cette matrice, les valeurs de $\delta_{x,y}$ mesurées dépassent largement la tolérance. L'erreur de pointé moyenne sur notre matrice est de 1,45mrad, soit presque 5 fois ce qui était prévu.

Recherche du problème

Nous avons vu auparavant que les matrices de microlentilles et de trous étaient précises au micron près. Les erreurs mesurées ici ne correspondent pas à ces précisions. L'objectif est donc maintenant d'identifier la cause du problème pour pouvoir le corriger.

Au vu de la répartition des points, l'erreur de pointé semble aléatoire, ce qui élimine l'éventualité d'une erreur de réglage sur l'alignement des matrices de microlentilles et de fibres.

Le défaut se serait donc produit pendant la phase d'insertion des fibres. Pour le vérifier, nous avons repris en détail le procédé utilisé par IDIL, qui comprend l'insertion et l'orientation des fibres, le collage (à 80°C pendant 40 min) et le polissage.

Il est à noter que 80°C est une température inférieure à la transition vitreuse du PMMA ($T_v = 110^{\circ}\text{C}$). Ce point ne nous a donc pas interpellé jusqu'alors. L'amplitude du défaut mesuré sur le toron de fibres nous force à revoir notre jugement. Nous avons donc repris pas à pas la procédure employée par IDIL lors de l'insertion des fibres. Ce faisant, nous avons identifié que, lors du chauffage à 80°C pour le collage, le PMMA se ramollit légèrement et se déforme sous la contrainte exercée par les fibres, comme illustré par les photos de la figure 3.21. Nous avons ainsi envisagé avec IDIL une procédure de collage à froid.

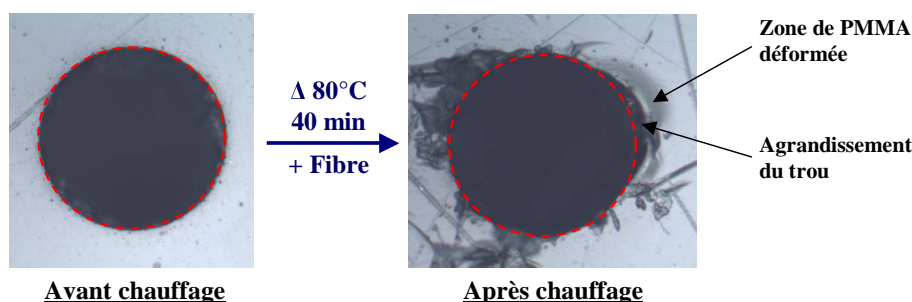


FIGURE 3.21: Déformation typique des trous pendant la phase de chauffage à 80°C pendant 40 min, avec insertion d'une fibre. Le cercle rouge en pointillés indique la forme originale du trou.

Acte II

Un nouveau toron, identique au précédent, a donc été réalisé en utilisant cette fois un procédé de collage adapté. Après mise en place dans le montage, nous avons réitéré les mesures au foyer de la même lentille. La cartographie des $\delta_{x,y}$ obtenue sur cette nouvelle matrice est présentée sur la figure 3.22 page suivante. L'échelle choisie est la même que

dans l'expérience précédente, de façon à comparer facilement les résultats.

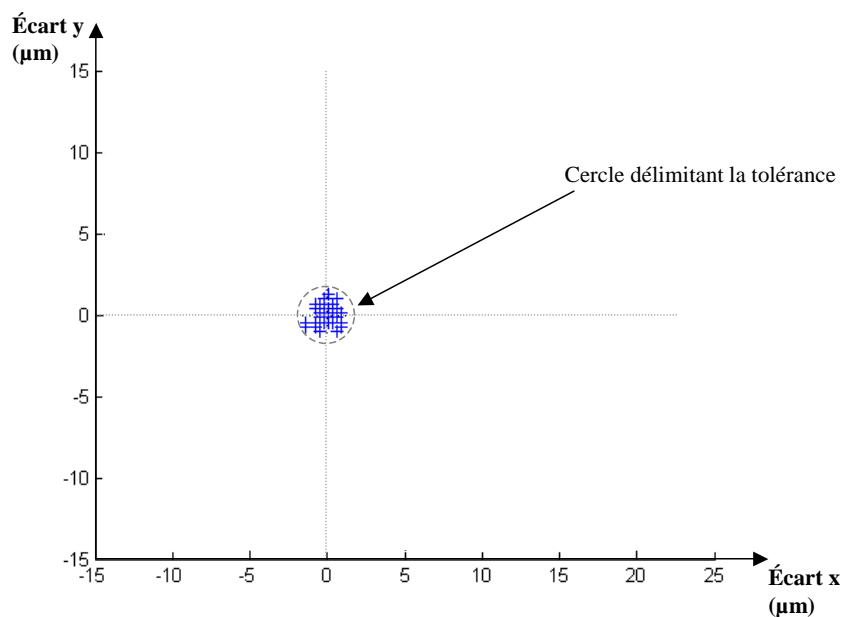


FIGURE 3.22: Cartographie des $\delta_{x,y}$ calculée à partir du relevé des centroïdes des faisceaux au foyer de la lentille. Le cercle en pointillés représente la limite de la tolérance admissible définie par les modélisations.

Cette fois-ci, aucun ensemble {Fibre + Lentille} ne comporte une erreur de pointé supérieure à 0,3mrad, ce qui entre dans la tolérance requise. L'erreur moyenne mesurée sur l'ensemble des fibres est de 0,1mrad et l'erreur maximale est 0,26mrad.

A la vue de ces résultats, cette matrice sera conservée pour la suite.

Puissance des faisceaux

Nous avons ensuite mesuré les puissances de sortie de chacun des faisceaux collimatés. La cartographie obtenue est présentée sur la figure 3.23 page suivante.

La puissance moyenne des faisceaux collimatés est de 40mW, avec un écart maximal de 40%. L'analyse fine des données de cette figure montre que les quatre amplificateurs de 1W utilisés en amont des coupleurs 1 vers 16 ne fournissent pas la même puissance. On notera également des disparités de puissance internes à chaque amplificateur. Celles-ci proviennent de pertes d'insertion au niveau des coupleurs et de la jonction Fibre/Coupleur. En sortie des coupleurs 1 vers 16, les puissances étaient de l'ordre de 40-50mW. Ces puissances restent du même ordre de grandeur après collimation. Ceci indique que le procédé de polissage de la face de sortie des fibres et la pose des microlentilles n'a pas apporté de perte de puissance significative.

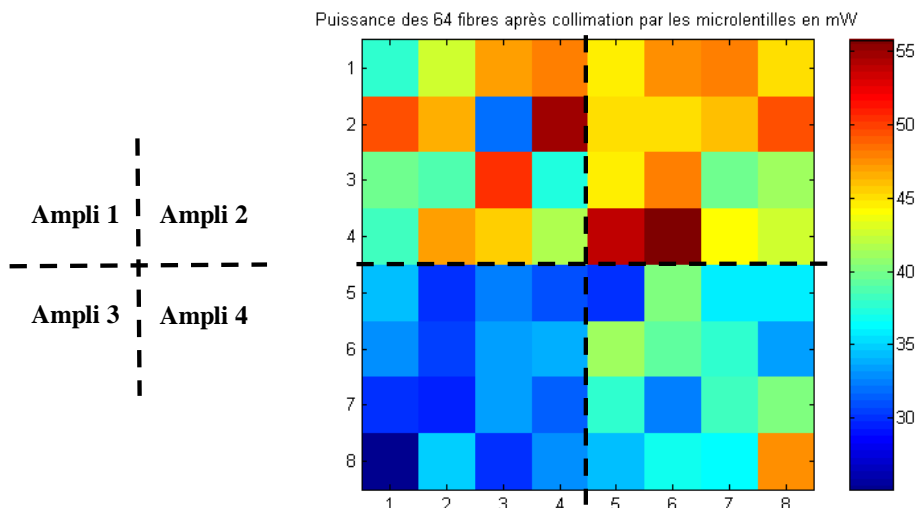


FIGURE 3.23: Relevé des puissances de chacun des faisceaux collimatés. Les 4x16 fibres sont réparties par blocs dans la matrice finale, comme explicité à gauche.

Nous avons également vérifié l'alignement de l'axe de contrainte des fibres à maintien de polarisation. Pour cela, nous avons intercalé un polariseur entre le puissance-mètre et les fibres collimatées. La puissance perdue par ce procédé s'est avérée négligeable (de l'ordre du pourcent). Nous pouvons en déduire que les fibres sont alignées en polarisation avec une précision suffisante pour réaliser de la combinaison de faisceaux.

D'après nos simulations, les disparités de puissances entre les faisceaux qui interfèrent n'ont pas une très grande conséquence sur la recombinaison. Nous avons vu que des écarts de puissance allant jusqu'à 60% permettaient de conserver un rapport de Strehl correct. Dans notre cas, nous avons des disparités jusqu'à 40%, ce qui ne devrait pas poser de problème majeur pour la suite.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en place expérimentalement un système de collimation collectif et optimisé pour recombinaison 64 faisceaux laser dans des conditions optimales. Le dimensionnement, vu lors de l'étude théorique du chapitre 2, nous a forcé à éliminer les solutions de collimation toutes faites présentes sur le marché. En conséquence, nous avons réalisé nous même l'ensemble {fibres + lentilles}. Ceci passe par le choix d'une matrice de microlentilles adaptée à notre besoin, puis à la conception d'un support de fibre très précis réalisé par lithographie.

Ceci a aboutit à un ensemble de 64 fibres collimatées qui remplit les conditions révélées par l'étude théorique. Cette réalisation constitue une brique de base essentielle du projet.

Nous allons maintenant entrer dans le détail d'une autre brique essentielle : la mesure collective des pistons de phase des fibres.

Chapitre 4

Mesure collective des pistons de phase

4.1 Vers une méthode collective de mesure

Ce chapitre est consacré à la mesure collective des 64 pistons de phase des fibres. Pour rappel, les simulations avaient montré qu'une précision sur la phase des fibres de $\lambda/10$ était nécessaire pour obtenir une recombinaison correcte en champ lointain. La précision de notre mesure doit donc être supérieure à cette valeur.

L'objet de notre étude concerne les méthodes collectives pour la mesure du piston de phase de fibres. Nous éliminerons donc les techniques basées sur l'utilisation d'un détecteur unitaire par fibre comme dans les références [16, 18, 19], au profit de techniques à détecteur unique ou matriciel.

4.1.a. Méthodes utilisées dans la littérature

A l'heure actuelle, la littérature fait état de deux grandes méthodes de contrôle de la phase pour la recombinaison cohérente de fibres :

- L'optimisation du champ lointain : dans ces méthodes [21, 22], chaque faisceau est repéré par une modulation RF qui lui est propre. On mesure l'intensité du lobe principal du champ lointain avec un détecteur unique et le traitement du signal permet de remonter à l'écart de phase de chaque faisceau en analysant séquentiellement le retard de phase propre à chaque fréquence RF. L'utilisation de cette technique à très grand nombre de fibres apporte la difficulté de trouver suffisamment de fréquences RF différentes pour chacun des faisceaux, tout en restant dans la bande passante de l'asservissement.
- L'interférométrie classique : Le record actuel en terme de nombre de fibre cophasées a été obtenu selon cette technique [24]. Le principe consiste à faire interférer en champ proche les faisceaux collimatés avec une onde plane de référence commune. La figure obtenue, enregistrée sur un détecteur matriciel, est constituée d'un réseau de franges rectilignes dont la position relative correspond à l'information de phase des fibres. La difficulté réside ici dans la génération de l'onde plane de référence, qui

doit être parfaite et dont le diamètre peut devenir relativement grand dans le cas d'un très grand nombre de fibres.

Le point commun de ces techniques réside dans le fait que chaque faisceau reste vu de façon individuel et non comme un ensemble. Dans le cas d'un très grand nombre de fibres, il est intéressant de changer de point de vue et de considérer l'ensemble des faisceaux à cophaser comme une grande surface d'onde morcelée et discontinue W que l'on chercherait à analyser. Cette perspective permet alors d'envisager des moyens originaux de mesure des pistons de phase, en s'inspirant des méthodes issues de l'astronomie et de l'optique adaptative.

4.1.b. Mesure collective par diversité de phase

La méthode de la diversité de phase peut être un candidat intéressant pour ces mesures. Initialement proposée par D. L. Misell [32] dans le cadre de la microscopie électronique, cette technique est aujourd'hui très répandue dans le domaine de l'astronomie. Par exemple, la diversité de phase est la technique employée pour la mesure des aberrations statiques du système d'optique adaptative du VLT (Very Large Telescope) [33]. La méthode a également été employée pour le cophasage de télescopes multi-pupillaires [34], qui représente une problématique complètement similaire à la nôtre. La référence [35] fait une bonne revue de la technique. Celle-ci est basée sur la résolution d'un problème inverse consistant à estimer la phase d'un champ à partir d'une image ou plusieurs images dans le plan focal du système d'imagerie (voir figure 4.1).

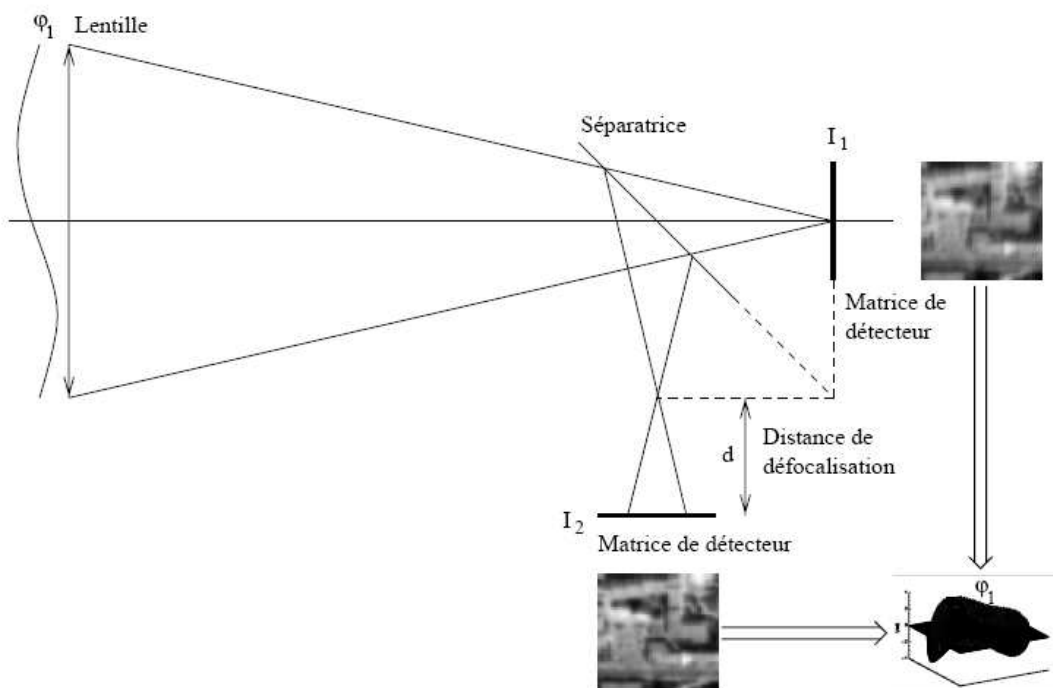


FIGURE 4.1: Principe de la diversité de phase.

La théorie de la formation des images en éclairage incohérent relie l'éclairement I_1 à la phase W de l'onde par :

$$\begin{aligned} I_1 &= o * h_1 \\ \text{avec } h_1 &= |Tf^{-1}(\exp(iW))|^2 \end{aligned} \quad (4.1)$$

h_1 est la réponse impulsionnelle du système d'imagerie. Elle relie l'image à l'objet o par l'opérateur de convolution $*$. L'analyse de cette seule image ne permet pas la détermination exacte de W car la solution n'est pas unique [36]. Afin de lever cette indétermination, il faut faire l'acquisition d'une seconde image décalée du plan focal d'une distance d . Ce faisant, on apporte une information supplémentaire par diversité de phase. La déformation apportée Φ_d est alors parfaitement connue. On a cette fois :

$$\begin{aligned} I_2 &= o * h_2 \\ \text{avec } h_2 &= |Tf^{-1}(\exp(iW + \Phi_d))|^2 \end{aligned} \quad (4.2)$$

Ainsi, on a une relation entre I_1 et I_2 qui permet d'estimer W sans ambiguïté.

La force de cette technique, facilement transposable à l'éclairage cohérent, réside dans sa facilité pratique de mise en oeuvre. Cependant, l'algorithme mathématique pour l'estimation de la phase est complexe et peut nécessiter un temps de calcul important.

4.1.c. Mesure collective par interférométrie à décalage quadri-latéral

Initialement développées au début des années 90 par J. Primot [31], les techniques basées sur l'interférométrie à décalage multi-latéral, que nous avons utilisé dans le chapitre 3 pour caractériser les microlentilles, se révèlent également être de bons candidats pour la mesure de nos pistons de phase. En effet, de récentes études ont prouvé que ces interféromètres sont également capables de traiter des surfaces morcelées [37, 38]. Cette propriété ouvre un champ d'applications nouvelles comme le contrôle sans contact de surfaces discontinues, le cophasage de miroirs segmentés et l'analyse des pistons de phase de faisceaux lasers.

Le principe de fonctionnement d'un interféromètre à décalage quadri-latéral est décrit par la figure 4.2 page suivante. Il repose sur l'interférence du front d'onde à analyser avec lui-même, après séparation spatiale. Les quatre répliques doivent être décalées latéralement dans les deux directions d'une distance s . De cette façon, les interférences nous livrent le gradient du front d'onde dans les deux directions.

L'élément de base de cet interféromètre est le réseau de diffraction qui permet la génération des quatre répliques sur deux directions orthogonales. Celui-ci est généralement un masque de Hartmann modifié par l'adjonction d'un masque de phase bi-

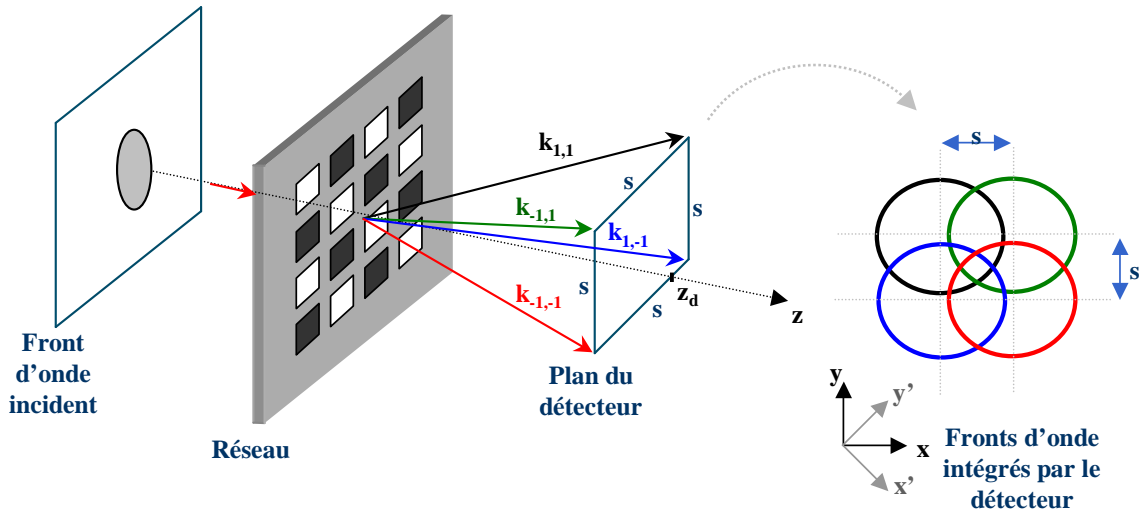


FIGURE 4.2: Principe de l'interférométrie à décalage quadri-latéral.

dimensionnel [38, 39].

Cette technique est celle que nous avons retenue dans le cadre de cette thèse pour la mesure simultanée des 64 pistons de phase que l'on doit corriger.

4.2 L'interférométrie à décalage quadri latéral

4.2.a. Principes généraux

Nous allons maintenant décrire de façon plus précise son principe de fonctionnement sur une surface d'onde $W(x, y)$ quelconque.

On peut écrire le champ incident sous la forme :

$$u_0(x, y) = E_0 e^{ikW(x, y)} \quad (4.3)$$

Après génération des quatre répliques par le réseau et propagation de celles-ci sur l'axe z jusqu'au détecteur, le champ résultant est donné par :

$$u(\vec{r}) = E_0(u_{1,1} + u_{-1,1} + u_{1,-1} + u_{-1,-1}) \quad (4.4)$$

avec

$$u_{n,m} = \exp\left(i \vec{k}_{n,m} \cdot \vec{r} + ikW\left(x - n\frac{s}{2}, y - m\frac{s}{2}\right)\right) \quad (4.5)$$

$$n = -1, 1; m = -1, 1 \quad (4.6)$$

et $\vec{r} = (x, y)$ est le vecteur direction, \vec{k} est le vecteur d'onde et s est la valeur du décalage latéral des répliques dans les différentes directions.

L'interférogramme observé est constitué de six modulations résultant des interférences des quatre répliques prises deux à deux, comme illustré par la figure 4.3 page suivante. p s'exprime en fonction de la période du réseau Λ par $p = \frac{\Lambda}{2}$. Il est à noter que si la surface W est parfaitement plane et continue, ces six modulations sont de parfaites sinusoïdes.

$$I \propto 4 + M_{x1} + M_{y1} + M_{x2} + M_{y2} + M_{x'} + M_{y'} \quad (4.7)$$

$$\text{avec } \left\{ \begin{array}{l} M_{x1} = 2 \cos\left[\frac{2\pi x}{p} + k\left[W\left(x - \frac{s}{2}, y - \frac{s}{2}\right) - W\left(x + \frac{s}{2}, y - \frac{s}{2}\right)\right]\right] \\ \quad = 2 \cos\left[\frac{2\pi x}{p} + k\Delta_{x1}W(x, y)\right] \\ M_{x2} = 2 \cos\left[\frac{2\pi x}{p} + k\left[W\left(x - \frac{s}{2}, y + \frac{s}{2}\right) - W\left(x + \frac{s}{2}, y + \frac{s}{2}\right)\right]\right] \\ \quad = 2 \cos\left[\frac{2\pi x}{p} + k\Delta_{x2}W(x, y)\right] \\ M_{y1} = 2 \cos\left[\frac{2\pi y}{p} + k\left[W\left(x - \frac{s}{2}, y - \frac{s}{2}\right) - W\left(x - \frac{s}{2}, y + \frac{s}{2}\right)\right]\right] \\ \quad = 2 \cos\left[\frac{2\pi y}{p} + k\Delta_{y1}W(x, y)\right] \\ M_{y2} = 2 \cos\left[\frac{2\pi y}{p} + k\left[W\left(x + \frac{s}{2}, y - \frac{s}{2}\right) - W\left(x + \frac{s}{2}, y + \frac{s}{2}\right)\right]\right] \\ \quad = 2 \cos\left[\frac{2\pi y}{p} + k\Delta_{y2}W(x, y)\right] \\ M_{x'} = 2 \cos\left[\frac{2\sqrt{2}\pi x'}{p} + k\left[W\left(x + \frac{s}{2}, y - \frac{s}{2}\right) - W\left(x - \frac{s}{2}, y + \frac{s}{2}\right)\right]\right] \\ \quad = 2 \cos\left[\frac{2\sqrt{2}\pi x'}{p} + k\Delta_{x'}W(x, y)\right] \\ M_{y'} = 2 \cos\left[\frac{2\sqrt{2}\pi y'}{p} + k\left[W\left(x + \frac{s}{2}, y + \frac{s}{2}\right) - W\left(x - \frac{s}{2}, y - \frac{s}{2}\right)\right]\right] \\ \quad = 2 \cos\left[\frac{2\sqrt{2}\pi y'}{p} + k\Delta_{y'}W(x, y)\right] \end{array} \right.$$

$x' = \frac{x-y}{\sqrt{2}}$ et $y' = \frac{x+y}{\sqrt{2}}$ sont les vecteurs des axes diagonaux.

En considérant que le déphasage varie peu devant le décalage latéral, on peut écrire au premier ordre :

$$\begin{aligned} M_{x1} &= M_{x2} = M_x \\ M_{y1} &= M_{y2} = M_y \end{aligned} \quad (4.8)$$

Il est à noter que cette affirmation n'est pas tout à fait vraie pour des surfaces présentant une marche de phase brutale non parallèle aux axes x et y . Cependant, si on se reporte à la référence [37], cet effet peut être considéré expérimentalement comme négligeable lors de d'une mise en oeuvre pratique.

L'extraction des différences de phase suivant les deux directions s'opère en calculant le spectre de l'interférogramme par transformée de Fourier. Celui-ci, illustré par la figure

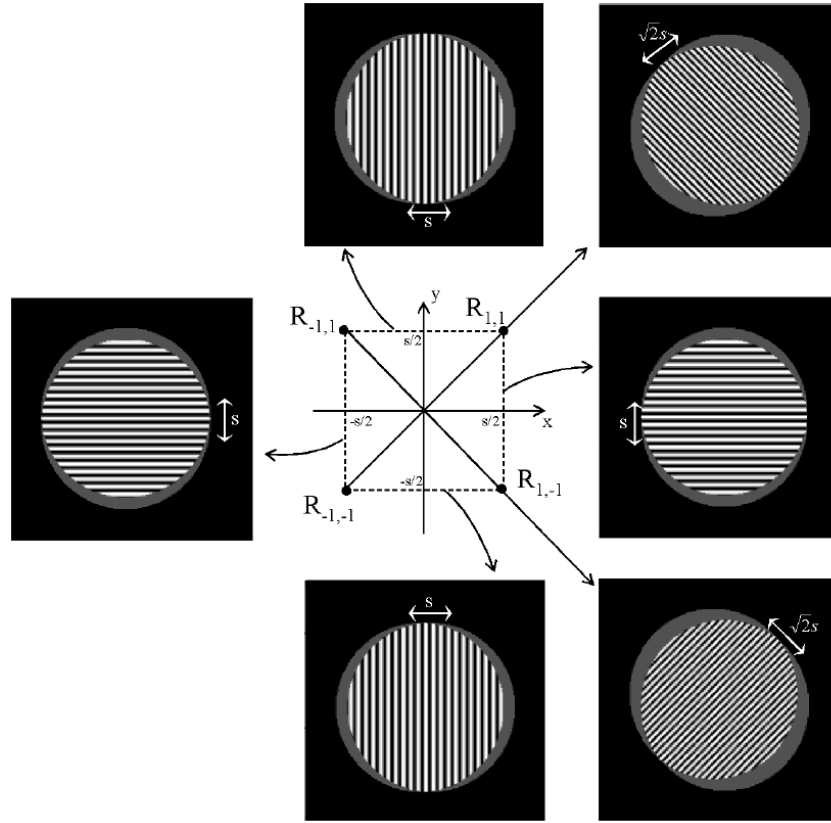


FIGURE 4.3: Détail des six modulations enregistrées dans l'interférogramme, réalisées en prenant les répliques deux à deux

4.4 sur une surface W continue, est constitué des neuf harmoniques suivantes :

$$\begin{aligned}
 Tf(I)(\hat{x}, \hat{y}) \propto & \delta(0, 0) + 2Tf[\exp(ik\Delta_x W)] * \delta\left(u - \frac{1}{p}, 0\right) \\
 & + 2Tf[\exp(-ik\Delta_x W)] * \delta\left(u + \frac{1}{p}, 0\right) \\
 & + 2Tf[\exp(ik\Delta_y W)] * \delta\left(0, v - \frac{1}{p}\right) \\
 & + 2Tf[\exp(-ik\Delta_y W)] * \delta\left(0, v + \frac{1}{p}\right) \\
 & + Tf[\exp(ik\Delta_{x'} W)] * \delta\left(u - \frac{1}{p}, v - \frac{1}{p}\right) \\
 & + Tf[\exp(-ik\Delta_{x'} W)] * \delta\left(u + \frac{1}{p}, v + \frac{1}{p}\right) \\
 & + Tf[\exp(ik\Delta_{y'} W)] * \delta\left(u - \frac{1}{p}, v + \frac{1}{p}\right) \\
 & + Tf[\exp(-ik\Delta_{y'} W)] * \delta\left(u + \frac{1}{p}, v - \frac{1}{p}\right)
 \end{aligned}$$

Dans cette expression, (\hat{x}, \hat{y}) sont les variables conjuguées de (x, y) dans l'espace de Fourier.

A partir de là, l'extraction des taux d'accroissement de la phase se fait par sélection des harmoniques principales, à savoir :

$$H_x = Tf[\exp(ik\Delta_x W)] \text{ et } H_y = Tf[\exp(ik\Delta_y W)] \quad (4.9)$$

Ainsi, à partir de la partie imaginaire de la transformée de Fourier inverse des harmoniques H_x et H_y , on remonte aux valeurs de $\Delta_x W$ et $\Delta_y W$ de la surface d'analyse W . Ces

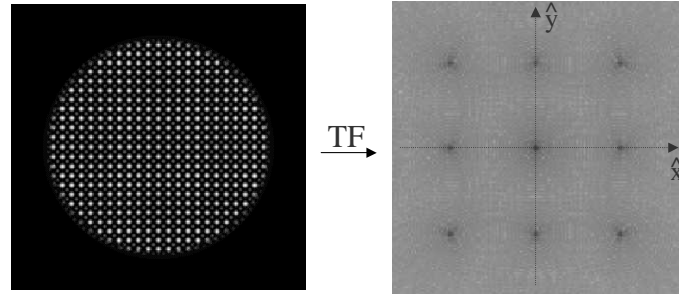


FIGURE 4.4: A gauche : interférogramme calculé sur une surface continue; A droite : spectre correspondant après transformée de Fourier, comprenant neuf harmoniques. Représentation en échelle logarithmique

valeurs devront ensuite être intégrées dans les deux directions, afin de pouvoir estimer la surface d'onde W .

4.2.b. Estimation d'une surface continue

Dans le cas particulier où la surface W est continue et lentement variable, on peut appliquer un développement de Taylor au premier ordre sur chacune des six modulations qui constituent l'interférogramme. De cette façon, on fait apparaître les dérivées partielles du front d'onde dans les directions x , y , x' et y' . L'intensité enregistrée par le détecteur peut s'écrire :

$$I \propto 4 + 4 \cos\left(\frac{2\pi x}{p} + ks \frac{\partial W}{\partial x}\right) + 4 \cos\left(\frac{2\pi y}{p} + ks \frac{\partial W}{\partial y}\right) + 2 \cos\left(\frac{2\sqrt{2}\pi x'}{p} + ks\sqrt{2} \frac{\partial W}{\partial x'}\right) + 2 \cos\left(\frac{2\sqrt{2}\pi y'}{p} + ks\sqrt{2} \frac{\partial W}{\partial y'}\right) \quad (4.10)$$

Pour illustrer, la figure 4.5 montre la déformation d'une modulation sinusoïdale sous l'effet d'une forte aberration sphérique.

L'extraction des harmoniques d'intérêt H_x et H_y donne ainsi directement accès aux dérivées partielles du front d'onde :

$$H_x = Tf \left[\exp\left(iks \frac{\partial W}{\partial x}\right) \right] \quad (4.11)$$

$$H_y = Tf \left[\exp\left(iks \frac{\partial W}{\partial y}\right) \right] \quad (4.12)$$

A partir de là, on peut estimer la surface d'onde W par intégration de ces dérivées dans les deux directions. Pour cela, on peut utiliser la méthode des moindres carrés pondérés [40, 41], ou bien passer par la formule de la courbure de la surface d'onde [42], chacune des techniques aboutissant à la formule de reconstruction suivante :

$$Tf(W_{estimée}) = \frac{uTf\left(\frac{\partial W}{\partial x}\right) + vTf\left(\frac{\partial W}{\partial y}\right)}{2i\pi(\hat{x}^2 + \hat{y}^2)} \quad (4.13)$$

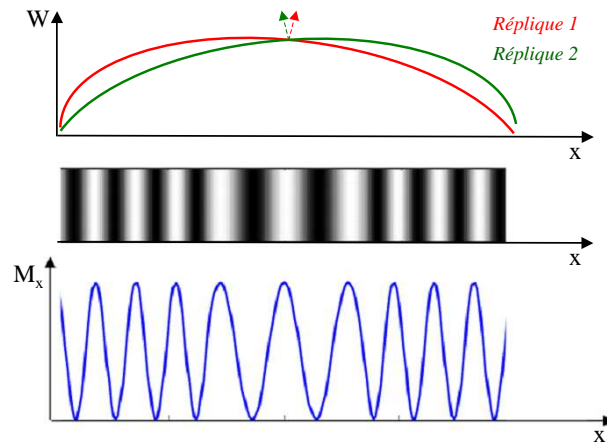


FIGURE 4.5: En haut : superposition de deux répliques de W décalées latéralement de s dans la direction x ; En bas : profil de la modulation sinusoïdale M_x déformée sous l'effet d'une forte aberration sphérique.

Pour résumer, la figure 4.6 illustre le procédé complet d'analyse de l'interférogramme sur un exemple de surface continue.

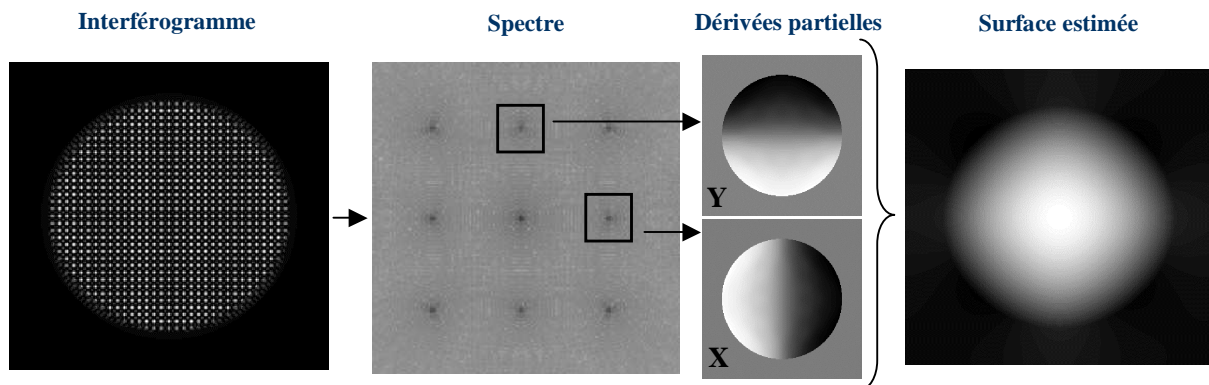


FIGURE 4.6: Principales étapes pour la reconstruction d'une surface d'onde continue à partir d'un interférogramme IDQL.

4.2.c. Estimation d'une surface morcelée

Nous allons maintenant étudier les spécificités relatives à l'analyse de surfaces d'onde morcelées par cette technique. En effet, en première approximation, ce type de surface s'approche du front d'onde produit par la juxtaposition des faisceaux issus de fibres monomodes déphasées d'un piston de phase.

Dans ce cas précis, il n'est pas possible d'appliquer un développement de Taylor comme précédemment à la jonction entre deux pistons de phase et nous devons nous en tenir aux taux d'accroissement. Cette remarque implique une différence fondamentale entre la mesure d'une surface continue et la mesure d'une marche de phase par IDQL. Nous allons

l'expliquer sur un exemple simple.

Considérons une surface W parfaitement plane, mais comportant une marche de phase de hauteur h parallèle à la direction y (voir figure 4.7). Pour plus de simplicité, nous allons raisonner uniquement suivant la direction x , la direction y ne présentant pas de saut de phase.

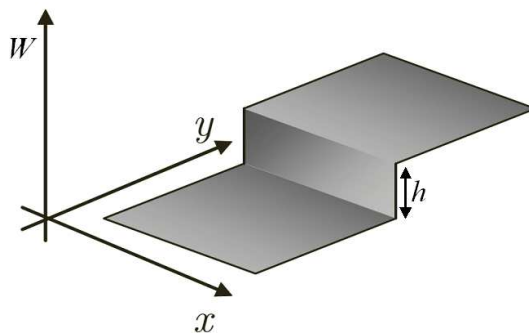


FIGURE 4.7: Surface W plane comportant une marche de phase de hauteur h .

Lors de l'enregistrement de l'interférogramme, la modulation M_x s'écrit

$$\begin{aligned} M_x &= 2 \cos \left[\frac{2\pi x}{p} + k \left[W\left(x - \frac{s}{2}, y\right) - W\left(x + \frac{s}{2}, y\right) \right] \right] \\ &= 2 \cos \left[\frac{2\pi x}{p} + k \Delta_x W(x, y) \right] \end{aligned} \quad (4.14)$$

où le taux d'accroissement $\Delta_x W(x, y)$ est un créneau de largeur s et de hauteur h . Comme illustré sur la figure 4.8 page suivante cela se traduit sur l'interférogramme par un déphasage des franges d'une valeur égale à kh , dans une zone de largeur s .

Il apparaît ainsi une différence importante entre la mesure d'une aberration continue et la mesure d'une marche de phase : dans le premier cas, l'interférogramme se déformait suivant la dérivée de la surface d'onde alors que dans le second, il se déforme suivant la valeur de la marche de phase. On récupère donc dans le premier cas l'information des dérivées de la surface d'onde, qu'il est nécessaire d'intégrer et dans l'autre cas la valeur directe des marches de phase dans chaque direction.

Cependant, il reste possible d'utiliser une technique de reconstruction similaire à celle utilisée pour des surfaces continues.

Pour résumer, la figure 4.9 page suivante illustre le procédé complet d'analyse de l'interférogramme sur un exemple de surface morcelée.

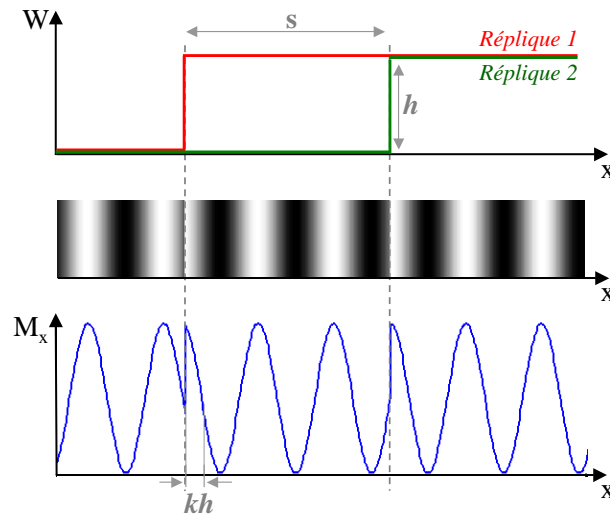


FIGURE 4.8: En haut : superposition deux répliques de W décalées latéralement de s dans la direction x ; En bas : profil d'intensité de la modulation M_x sinusoïdale résultante, déformée sous l'effet de la marche de phase.

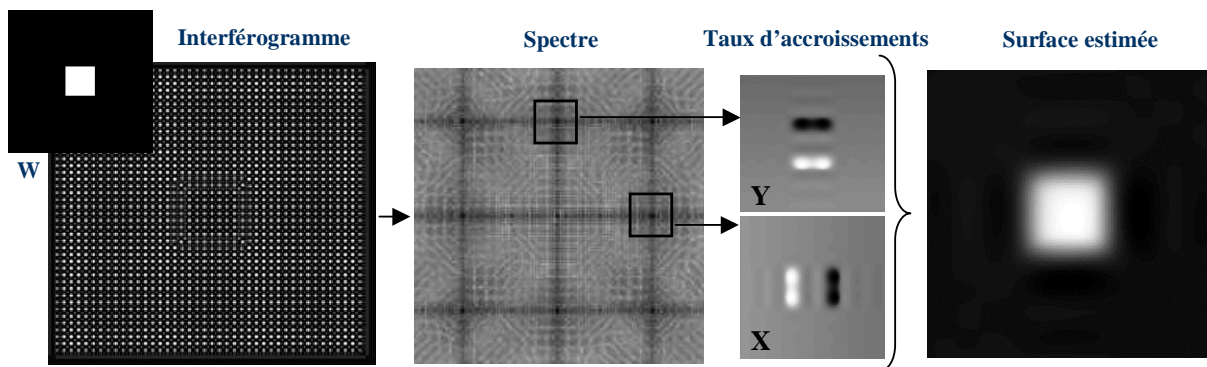


FIGURE 4.9: Principales étapes pour la reconstruction d'une surface d'onde plane comportant une marche de phase au centre, à partir d'un interférogramme IDQL.

4.3 Application au projet CAN

4.3.a. Vers le mode 2x2 ondes

Nous allons maintenant appliquer cette méthode à la mesure des pistons de phase sur nos fibres monomodes, de façon à l'implémenter sur notre montage. Dans ce cas très particulier, deux différences essentielles apparaissent :

1. L'amplitude de l'onde n'est plus uniforme par morceaux, mais elle est constituée de gaussiennes juxtaposées. Cela signifie que la surface W considérée ici est non seulement discontinue, mais présente également des lacunes et des disparités d'amplitude.
2. La seule information que l'on cherche à extraire est le piston de phase de chacune des fibres, soit une donnée par fibre. La reconstruction de la surface d'onde indivi-

duelle de chaque faisceau n'est pas l'objectif ici.

Ces remarques se traduisent par une adaptation particulière de l'analyseur à notre besoin, réalisée en étroite collaboration avec Bruno Toulon, qui effectuait alors sa thèse à l'ONERA [38]. Celle-ci consiste en deux modifications majeures :

1. L'augmentation de la distance de travail entre le réseau et le détecteur matriciel pour augmenter la valeur du décalage latéral s , de façon à créer suffisamment de franges d'interférence entre deux pupilles gaussiennes voisines et ainsi mesurer les pistons de phase à travers l'espace lacunaire qui sépare chaque faisceau gaussien de son voisin.
2. L'inclinaison du réseau de 45° par rapport à l'utilisation habituelle en IDQL, de façon à tirer parti du maillage cartésien de notre figure. Cette opération, qui consiste à passer du mode quatre ondes classique vers un mode que nous appellerons "2x2 ondes" (voir figure 4.10).

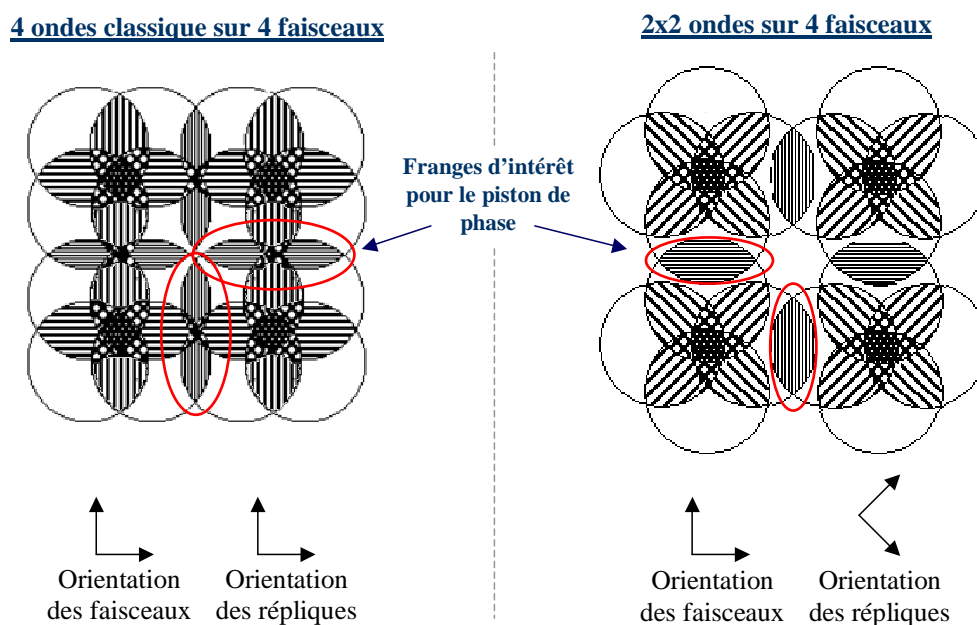


FIGURE 4.10: Comparaison des interférogrammes schématiques entre le mode 4 ondes classique et le mode 2x2 ondes sur 4 faisceaux.

Cette configuration présente un double avantage dans notre cas :

- On obtient un gain de $\sqrt{2}$ sur la valeur du décalage latéral nécessaire pour créer les franges d'intérêt
- On simplifie l'information enregistrée : dans cette configuration, les franges d'intérêt sont de simples interférences à deux ondes, qui résultent de l'interférence de deux

faisceaux voisins dans chaque direction, d'où l'appellation "2x2 ondes". Ceci a pour conséquence de décorrélérer les différences de pistons dans les directions x et y sur le spectre d'interférogramme et ainsi rendre ces informations facilement extractibles.

4.3.b. Contexte de l'asservissement

Dans le projet CAN, l'analyseur est destiné à fonctionner en boucle fermée dans une structure d'asservissement des pistons de phase, comme illustré sur le schéma général (figure 4.11).

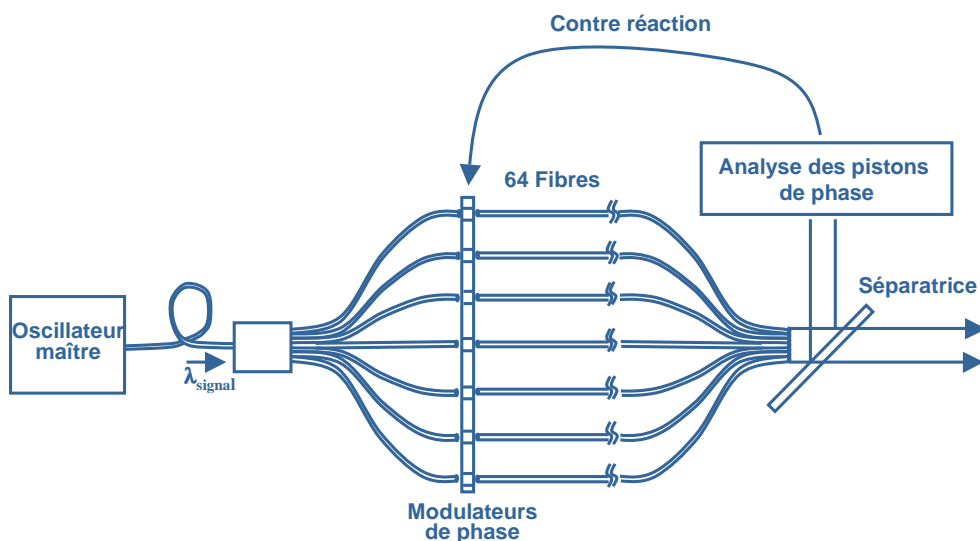


FIGURE 4.11: Schéma du démonstrateur à réaliser dans le cadre du projet CAN.

Cette configuration a un impact sur l'ordre de grandeur des pistons de phase que nous aurons à mesurer. En effet, nous pouvons distinguer deux modes de fonctionnement de l'analyseur au cours du temps, illustrés par la figure 4.12 :

- Dans les tous premiers instants suivant la fermeture de la boucle d'asservissement, l'analyseur fonctionne dans un régime que l'on appellera "régime transitoire". Pendant cette période, les pistons de phase à mesurer sont très importants et vont en décroissant au fur et à mesure que le contrôle actif de la phase se déroule.
- Après le régime transitoire, l'analyseur fonctionne dans un régime que l'on nommera "régime établi". Dans ce mode de fonctionnement, l'analyseur ne mesure que les différences de pistons de phase occasionnées entre deux tours de boucle d'asservissement successifs. Si la cadence de correction est suffisante, ces valeurs mesurées seront en dessous de la précision de mise en phase du système global, donc très proches de zéro.

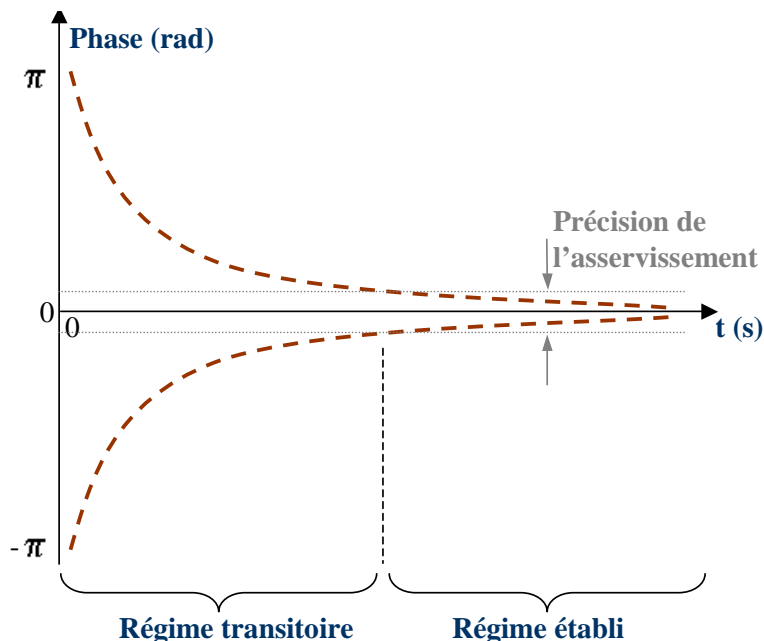


FIGURE 4.12: Allure typique des valeurs de phase des pistons de phase mesurés par l'analyseur au cours des premiers instants suivant la fermeture de la boucle d'asservissement. Les périodes de régime transitoire et de régime établi sont identifiées.

Nous allons donc étudier le comportement de notre analyseur successivement dans ces deux modes de fonctionnement.

4.4 Comportement de l'analyseur en mode 2x2 ondes

4.4.a. Simulations numériques

Dans un premier temps, afin de mettre au point l'analyse, nous avons simulé des interférogrammes typiques enregistrés par l'analyseur dont la relation de phase entre les éléments est parfaitement connue. Pour ce faire, nous avons utilisé les champs proches obtenus lors de l'étude théorique du chapitre 2 que nous avons répliqués quatre fois puis séparés latéralement dans un schéma 2x2 ondes avec une distance s compatible avec nos données expérimentales. Nous enregistrons ensuite l'intensité résultant de la somme de ces quatre champs.

La figure 4.13 page suivante montre un exemple calculé sur 5x5 faisceaux. Sur cette simulation, les faisceaux gaussiens sont supposé parfaits. La phase des fibres programmée dans l'interférogramme est parfaitement connue.

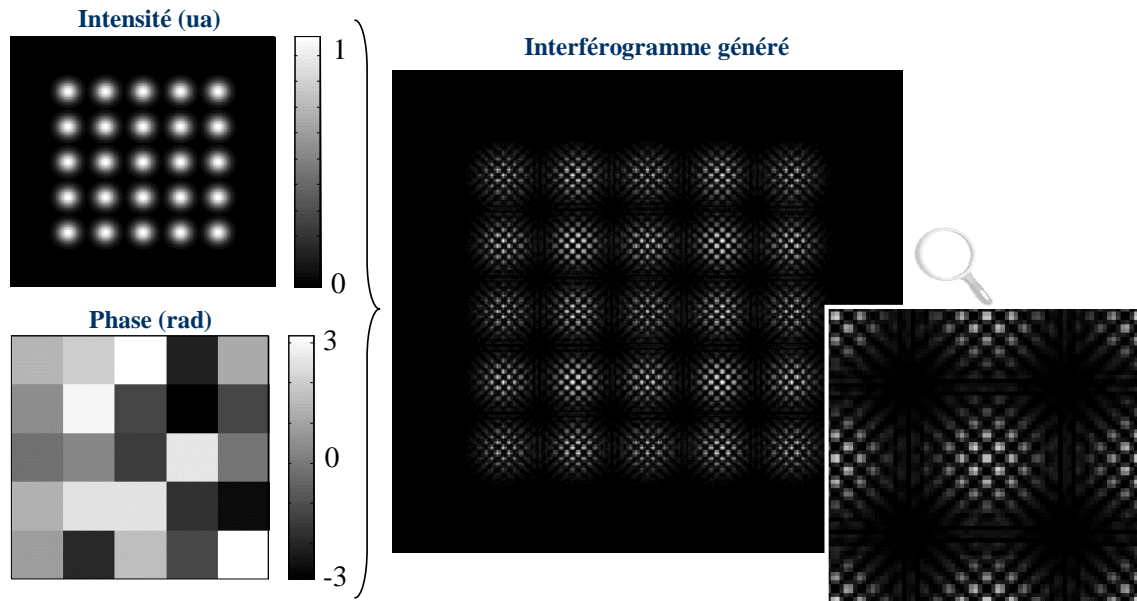


FIGURE 4.13: Simulation d'un interférogamme obtenu par IDQL à partir de l'intensité et la phase de 25 faisceaux gaussiens juxtaposés.

Analyse en régime établi

Pour commencer nos simulations, nous avons programmé des interférogammes comprenant uniquement des pistons de phase compris entre 0 et $\pi/2$, correspondant au régime établi de la boucle d'asservissement. Nous avons ensuite débuté la procédure d'analyse des interférogammes obtenus par IDQL sur cet exemple.

La première étape est le calcul du spectre de l'interférogamme, présenté dans la figure 4.14.

Comme prévu par la théorie, le spectre est composé de neuf harmoniques principales. On remarquera également que l'on retrouve les sous harmoniques résultant de l'aspect périodique de notre maillage de microlentilles, à l'intérieur même de chacune des neuf harmoniques qui composent le spectre.

Dans notre mode 2x2 ondes, la rotation à 45° du réseau par rapport à une configuration classique 4 ondes a logiquement induit une rotation à 45° du spectre. La conséquence est que les harmoniques d'intérêt ne sont plus les plus proches du centre du spectre, mais celles disposées sur les axes (\hat{x}, \hat{y}) réciproques de (x, y) dans l'espace de Fourier.

Cependant, le procédé d'extraction des dérivées dans les deux directions reste rigoureusement le même que dans la procédure décrite précédemment dans le cas des surfaces morcelées.

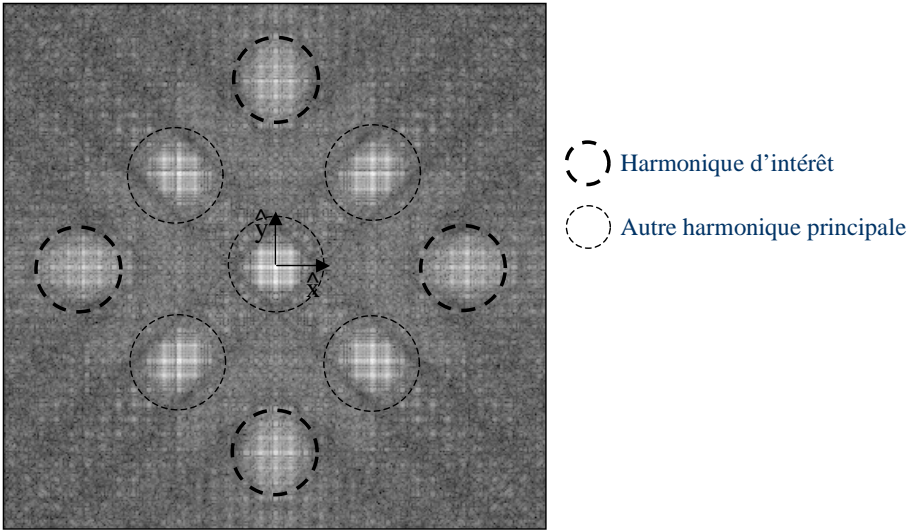


FIGURE 4.14: Présentation du spectre d'un interférogramme simulé (en ua). Les harmoniques d'intérêt ont été entourées en trait pointillé épais.

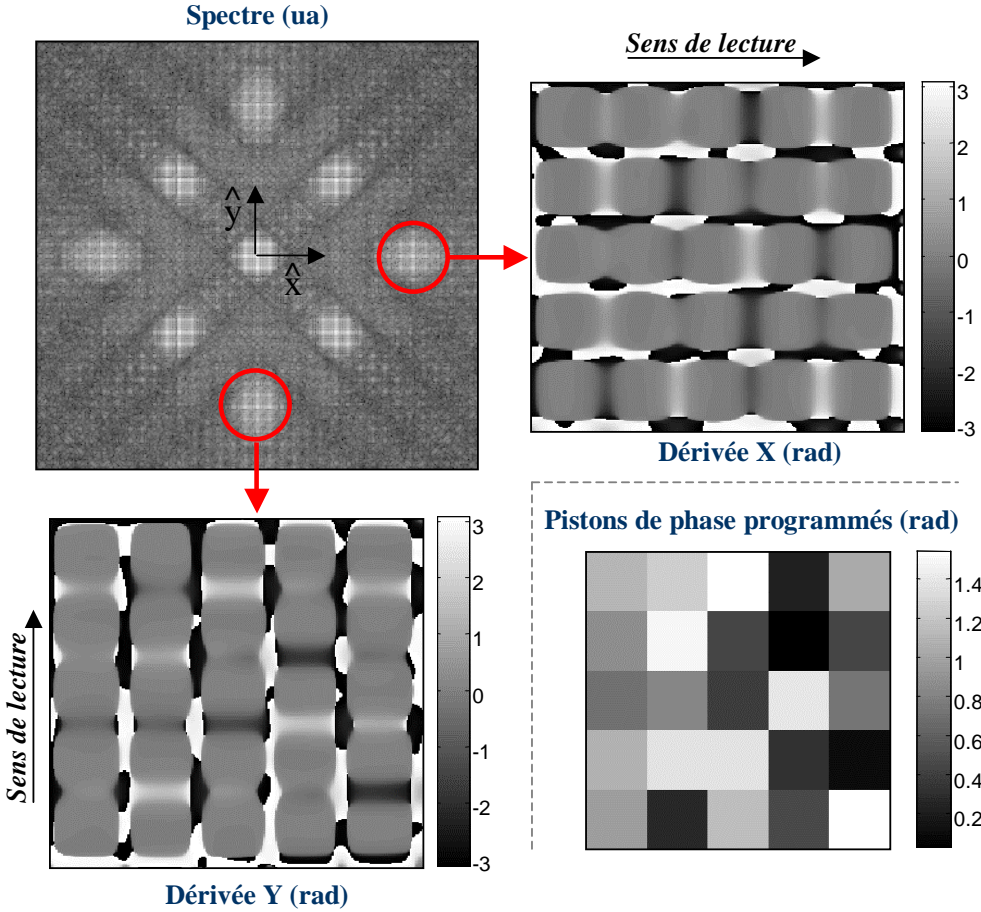


FIGURE 4.15: Présentation du spectre d'un interférogramme simulé et extraction des dérivées. Les cercles rouges indiquent les harmoniques d'intérêt pour la mesure des pistons de phase. La cartographie de phase utilisée dans cet exemple est reproduite en bas à droite de la figure.

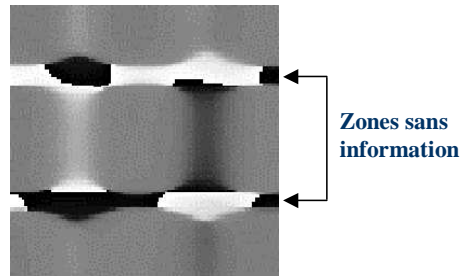


FIGURE 4.16: Exemple de zones ne comportant aucune information sur un détail de la dérivée x extraite de l'interféromètre.

Un exemple de dérivées extraites est montré sur la figure 4.15 page précédente. L'aspect lacunaire du front d'onde que l'on analyse dans cette étude fait apparaître des zones parasites qui ne comportent aucune information dans les gradients de phase extraits. Ceux-ci ont été repérés sur la figure 4.16. En dehors de ces zones, on retrouve une allure de gradient de phase traditionnelle pour des surfaces morcelées, dans les deux directions. On notera que, parcourues suivant le sens de lecture indiqué, elles correspondent parfaitement à la cartographie de phase imposée lors de l'enregistrement de l'interférogramme : un trait blanc indique qu'on monte une marche de phase, un trait noir indique que l'on descend.

Une façon de calculer l'erreur sur les dérivées extraites est de réaliser des circulations sur plusieurs pupilles en utilisant les cartographies de dérivées dans les deux directions. Pour illustrer cela, nous avons réalisé une cartographie synthétique contenant les dérivées en x et en y sur la figure 4.17 page suivante. Quatre des faisceaux ont été repérés avec les lettres A,B,C et D. Nous noterons \overrightarrow{AB} la valeur de la dérivée entre les faisceaux A et B, suivant le sens de lecture des dérivées. Le calcul des circulations revient à calculer des relations du type $\overrightarrow{AB} + \overrightarrow{BC} + \overrightarrow{CD} + \overrightarrow{DA}$ dans cette carte orientée par les sens de lecture, en prenant soin de toujours revenir au point de départ. Au bruit près, la valeur de la circulation doit être zéro sur toute la cartographie. Dans cette simulation, nous avons pris soin de vérifier cette condition.

L'étape suivante est la reconstruction du front d'onde morcelé à l'aide des dérivées ainsi extraites. Pour rappel, la formule de reconstruction, est la suivante :

$$Tf(W_{estimée}) = \frac{uTf\left(\frac{\partial W}{\partial x}\right) + vTf\left(\frac{\partial W}{\partial y}\right)}{2i\pi(\hat{x}^2 + \hat{y}^2)} \quad (4.15)$$

En appliquant cette formule, qui s'apparente à la résolution d'une équation de poisson sans conditions aux limites, on obtient le front d'onde reconstruit présenté sur la figure 4.18.

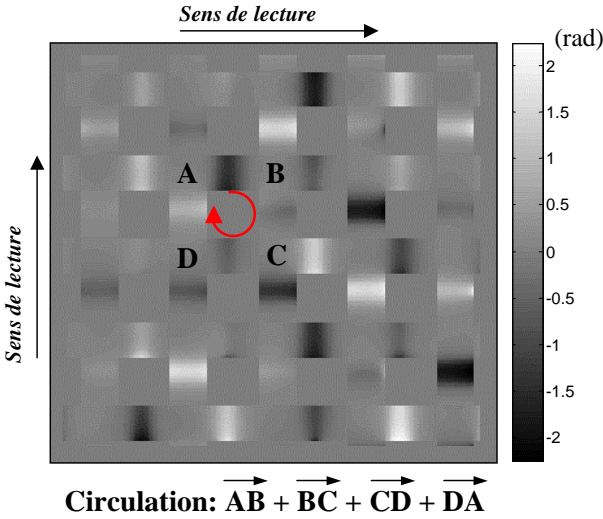


FIGURE 4.17: Illustration du calcul des circulations. La cartographie regroupe les dérivées en x et en y et doit se lire suivant les sens de lecture indiqués.

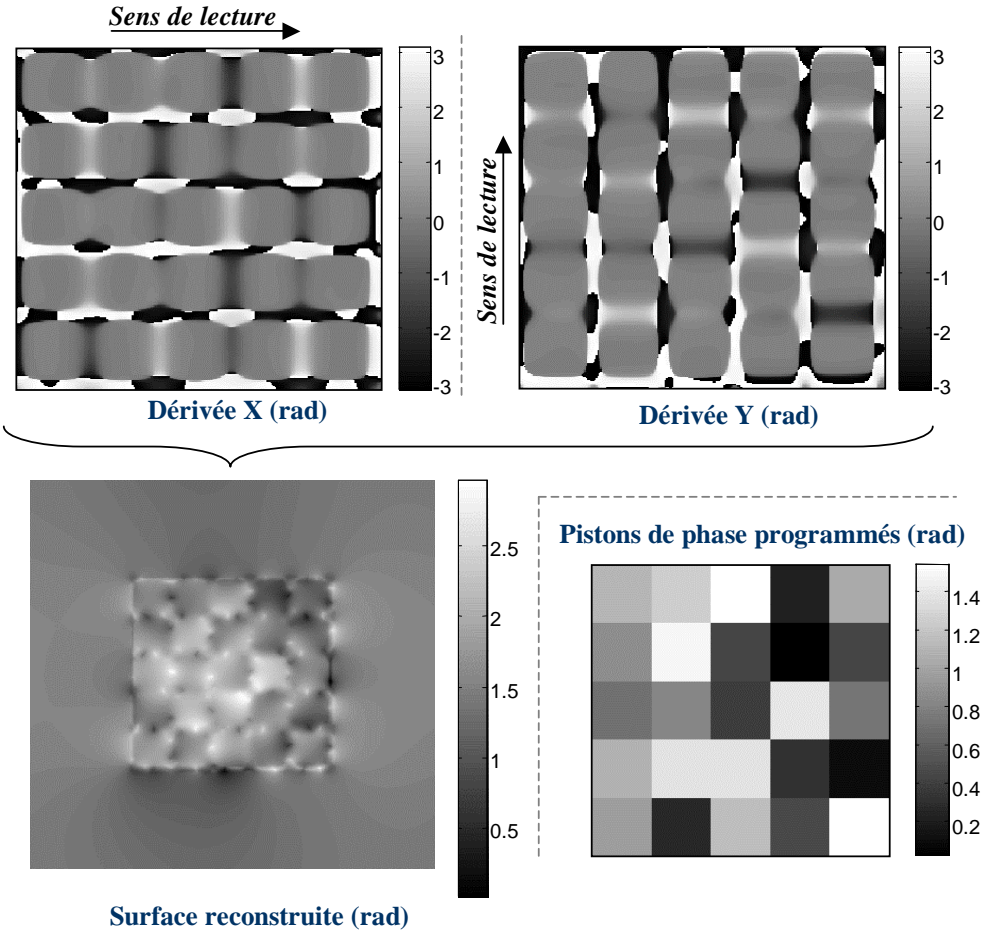
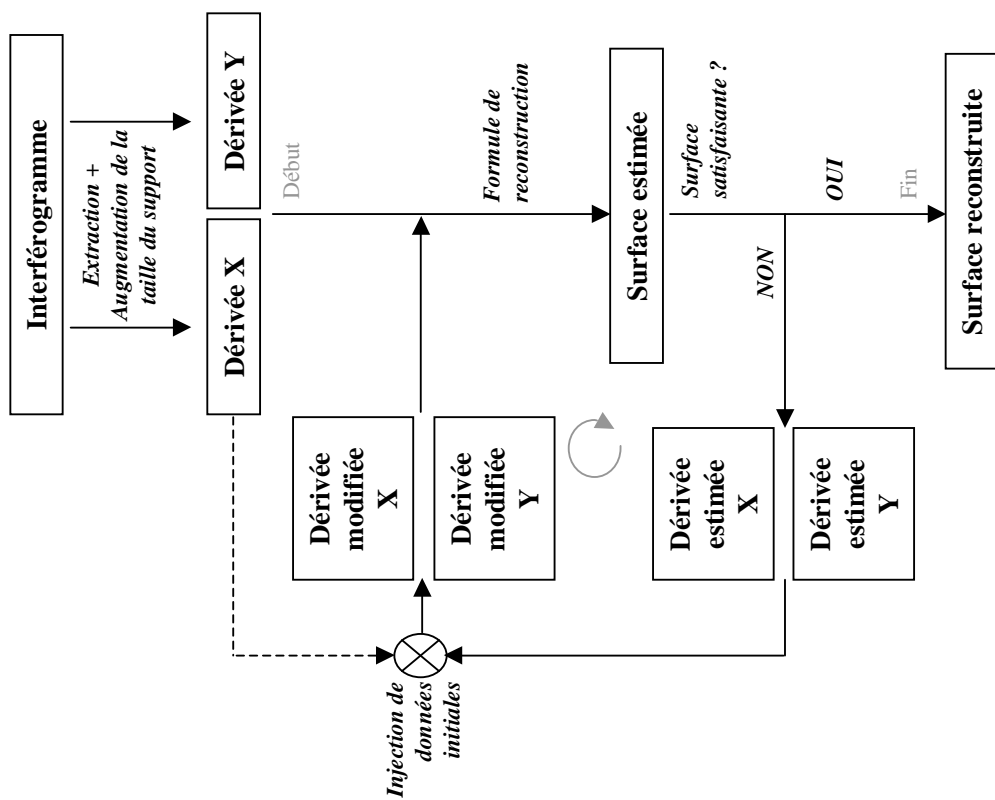
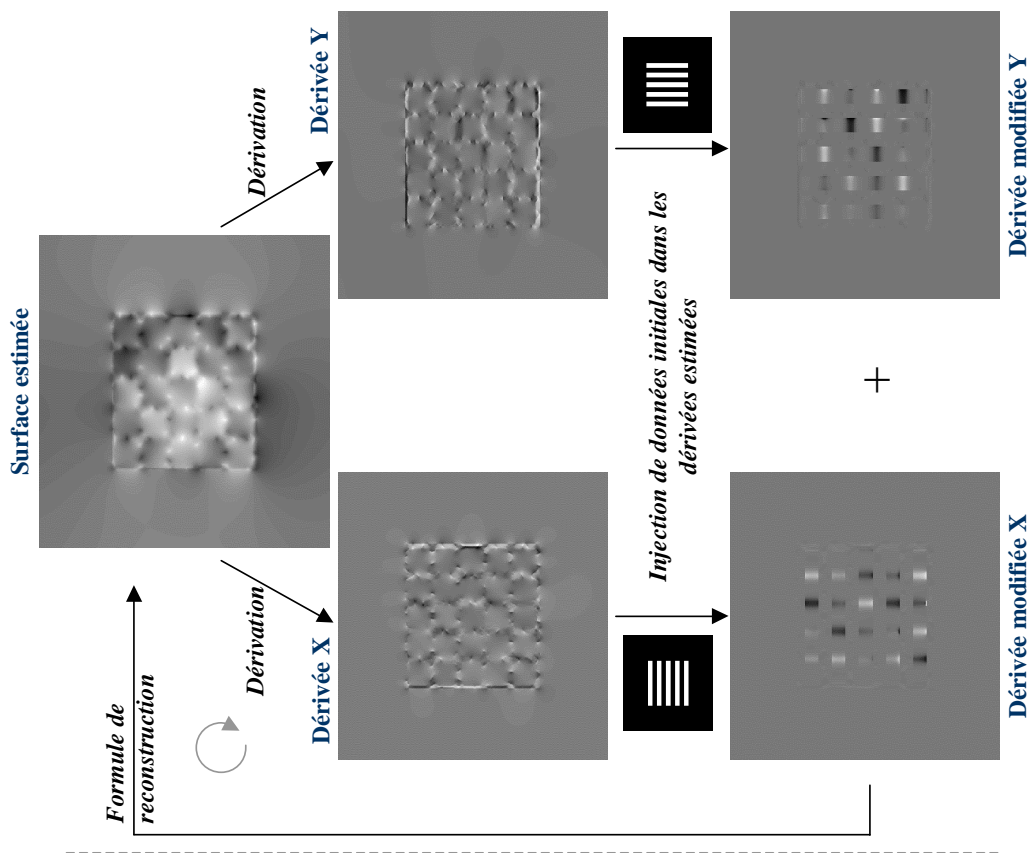


FIGURE 4.18: Application de la formule de reconstruction sur les dérivées extraites de l'interférogramme simulé.

On constate que la surface calculée par la formule ne peut en aucun cas être satisfaisante pour estimer la valeur des pistons de phase. On remarquera notamment que les rangées de pistons qui longent les bords de la cartographie ont des valeurs particulièrement erronées. L'explication de cet échec vient de l'aspect lacunaire et discontinu de notre surface d'étude. Pour pallier ces difficultés, la solution est de s'affranchir des zones sans informations des gradients de phase en les éliminant et de reconstruire la surface dans un support artificiellement plus grand, pour permettre la continuité de la surface reconstruite sur les bords de la figure.

Ainsi, nous allons mettre en place un processus d'itérations pour l'estimation de la surface d'onde, en s'inspirant des travaux de F. Roddier & C. Roddier [42].

Ce procédé, illustré par la figure 4.19, consiste à dériver la surface estimée dans les deux directions. Puis on insère dans ces cartographies les valeurs initiales des dérivées extraites de l'interférogramme aux endroits où la mesure est exacte, c'est-à-dire en dehors de zones d'erreurs. Ces nouvelles cartographies synthétiques de dérivées sont ensuite utilisées pour faire une estimation de la surface d'onde, à l'aide de la formule de reconstruction.



(b) Application à notre cas d'étude.

(a) Procédé itératif de reconstruction des surfaces d'onde inspiré de la référence [42].

FIGURE 4.19: Procédé d'itérations

Comme illustré par la figure 4.20 la surface d'onde reconstruite présente des pistons qui correspondent aux pistons de phase programmés lors de l'enregistrement de l'interférogramme, au bout de quelques itérations seulement.

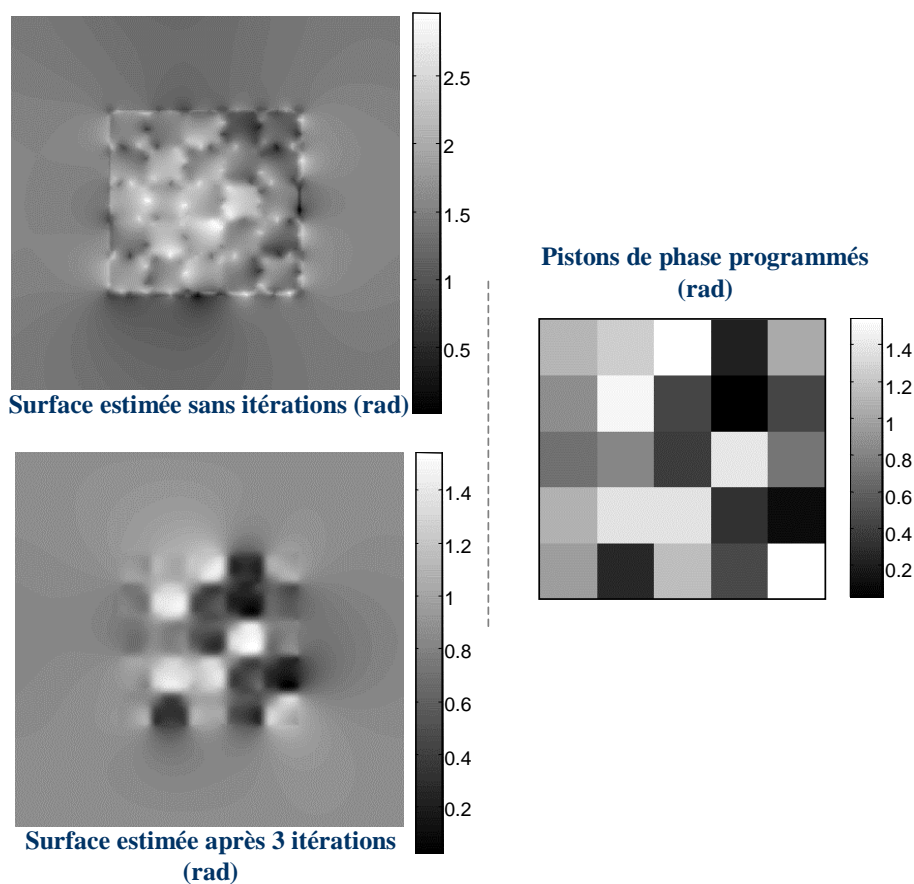


FIGURE 4.20: Comparaison entre les surfaces estimées sans itérations et après trois itérations.

La figure 4.21 page suivante compare les pistons de phase extraits de notre reconstruction avec les pistons initialement programmés à l'écriture de l'interférogramme. Sur cet exemple, l'erreur moyenne obtenue est de $-0,063\text{rad}$ et l'erreur maximale constatée est de $0,18\text{rad}$, soit respectivement $\frac{\lambda}{100}$ et $\frac{\lambda}{30}$.

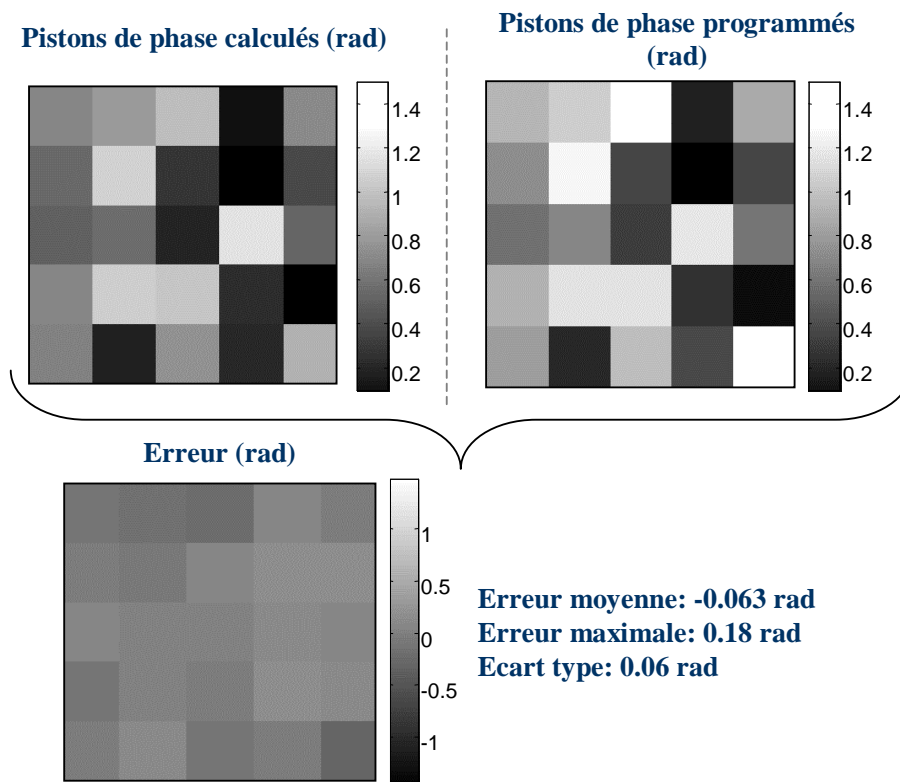


FIGURE 4.21: Comparaison entre les pistons de phase extraits de la surface estimée et les pistons de phase initialement programmés. Détail de l'erreur sur les pistons calculés.

Analyse en régime transitoire

Dans le cas du régime transitoire, durant les premiers instants de l'asservissement, nous faisons face à des pistons de phase très importants, compris entre $-\pi$ et π . Nous allons maintenant étudier le comportement de notre analyseur dans ce régime.

Pour cela, nous avons simulé les interférogrammes correspondants, puis nous avons fait l'extraction des gradients de phase comme précédemment. La figure 4.22 montre les cartographies obtenues. Dans les zones où le gradient de phase devient proche de π ou de $-\pi$, on observe des repliements de phase, entourés en rouge sur la figure. Au niveau de ces repliements, la valeur du gradient phase est attribuée à π ou $-\pi$ de façon aléatoire, produisant inévitablement une erreur et interdisant toute reconstruction correcte du front d'onde.

Une façon de repérer ces repliements est de calculer les circulations sur ces cartographies. Celles-ci donnent un résultat multiple de π au lieu de zéro. De cette façon, il doit être possible de corriger les gradients en ajoutant la phase nécessaire aux endroits ainsi repérés.

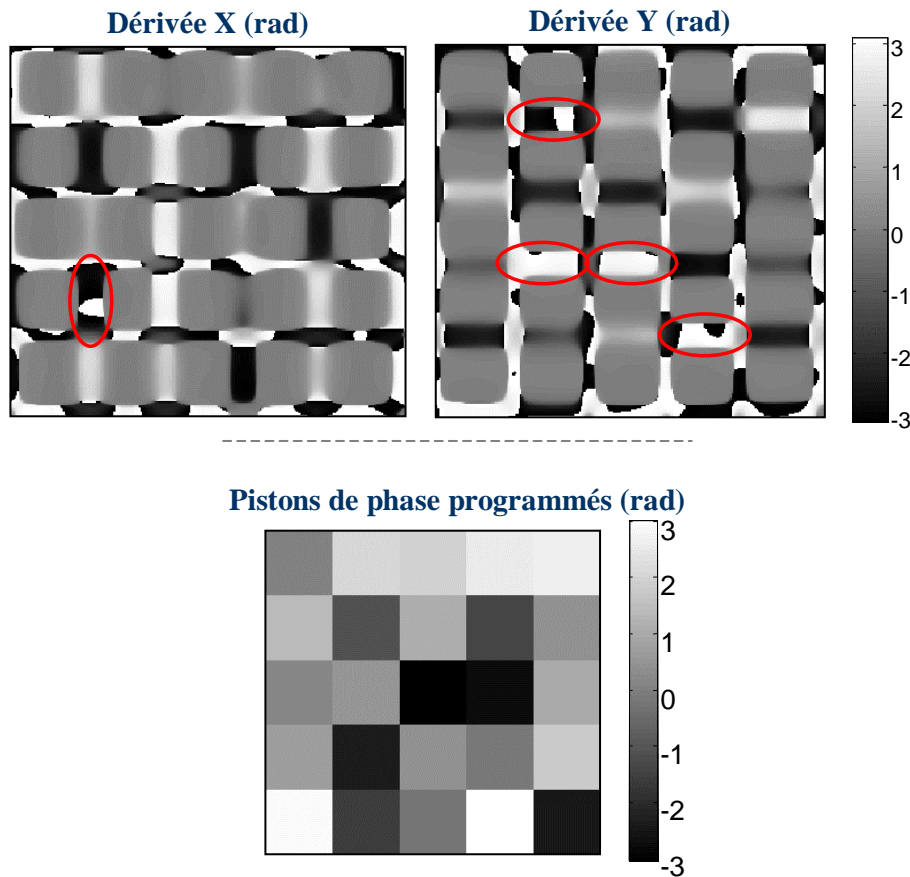


FIGURE 4.22: Présentation du spectre d'un interférogramme simulé et extraction des dérivées pour de gros pistons de phase. Les ovales rouges indiquent l'emplacement des repliements de phase. La cartographie de phase utilisée dans cet exemple est reproduite en bas de la figure.

Conclusion des simulations

Pour conclure cette partie de simulations, nous pouvons dire que l'analyseur fonctionnera de façon optimale dans le régime établi de l'asservissement, donc sitôt que le régime transitoire est terminé. En effet, la simulation nous a montré qu'il est possible de reconstruire le front d'onde de façon très précise dans le cas où les pistons de phase programmés sont petits.

Ces simulations ont également montré une limitation de l'analyseur en régime transitoire de l'asservissement : le traitement des gros pistons de phase (proches de $\pm\pi$) fait apparaître des repliements de phase parasites. Leur présence induit des erreurs sur les cartographies des gradients et par conséquent, impliquent des erreurs reconstruction des pistons de phase. Dans ce cas, il sera nécessaire de chercher un traitement particulier pour les éliminer.

4.4.b. Expérimentalement

Montage

Afin de vérifier en grandeur réelle le comportement de l'analyseur de pistons de phase, nous avons réalisé un montage expérimental décrit par les figures 4.23 et 4.24. Celui-ci nous permet de réaliser l'acquisition simultanée d'un interférogramme obtenu par IDQL et d'une figure de champ lointain avec 25 faisceaux issus de nos fibres collimatées. Sur ce montage, un miroir incliné à 45° joue le rôle de séparatrice. La fuite du miroir va en direction de l'analyseur, qui est muni d'une caméra InGaAs, afin d'enregistrer l'interférogramme. Les faisceaux réfléchis par le miroir seront, quant-à eux, focalisés avec une lentille de grande longueur focale (400mm dans notre montage) pour la génération du champ lointain. Après atténuation, celui-ci est enregistré à l'aide d'une seconde caméra. Afin de réaliser l'acquisition simultanée des deux images, nous avons synchronisé les deux caméras sur une horloge commune fournie par un générateur basse fréquence.

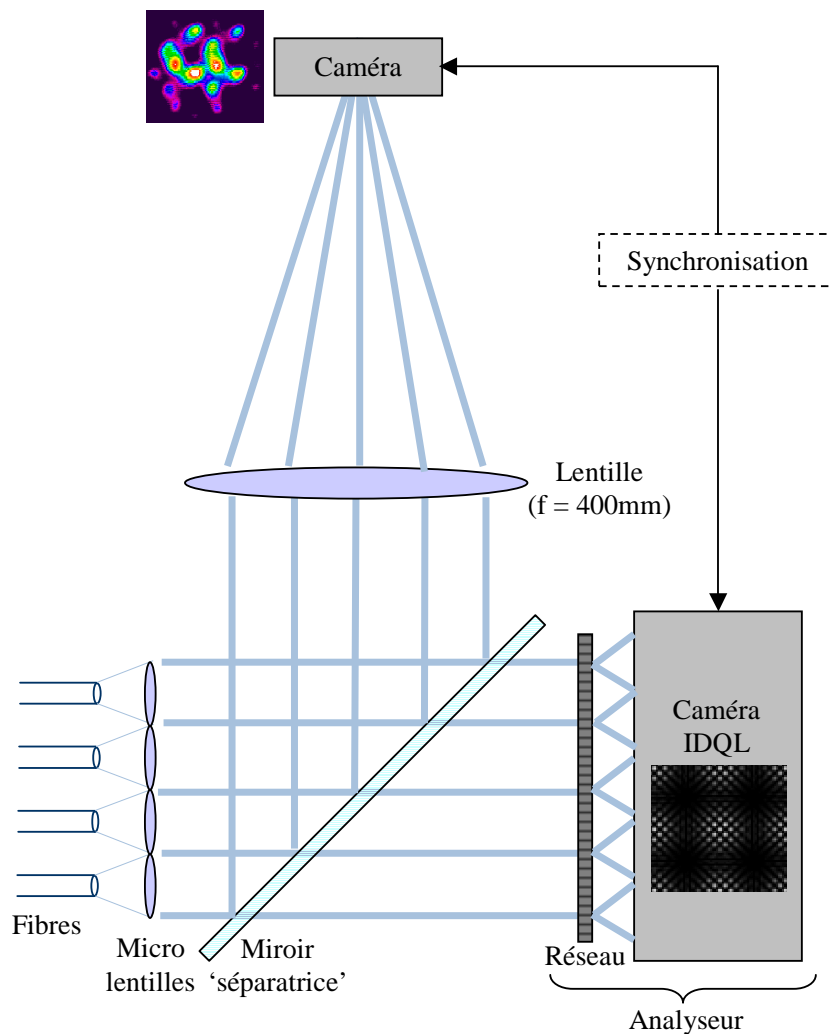


FIGURE 4.23: Schéma du montage pour l'acquisition simultanée d'un interférogramme et du champ lointain correspondant.

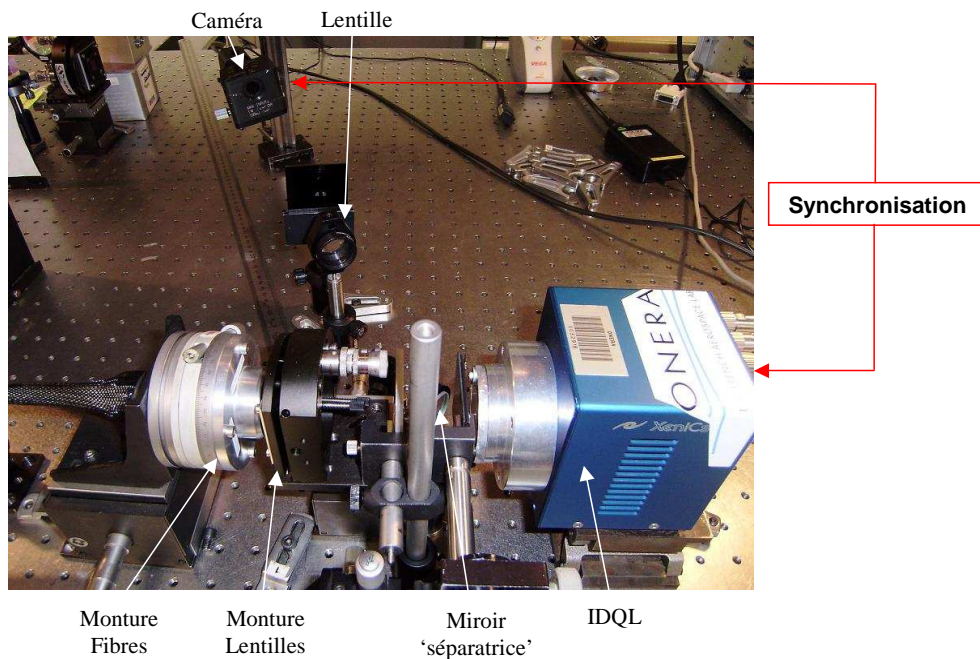


FIGURE 4.24: Photo du montage pour l'acquisition simultanée d'un interférogramme et du champ lointain correspondant.

Dans cette expérimentation, l'analyseur est réglé avec une distance réseau-détecteur égale à 4cm. Ceci se traduit par un décalage latéral s égal à $250\mu\text{m}$. Il est à noter que ces acquisitions sont réalisées sans asservissement de la phase des fibres (boucle ouverte). La valeur des pistons de phase auxquels nous serons confrontés sera donc comprise dans l'intervalle $]-\pi \pi]$. Nous devons, par conséquent, nous attendre à des repliements sur les cartographies des gradients de phase, de façon similaire à notre simulation en régime transitoire d'asservissement.

La figure 4.25 montre un exemple d'images acquises expérimentalement.

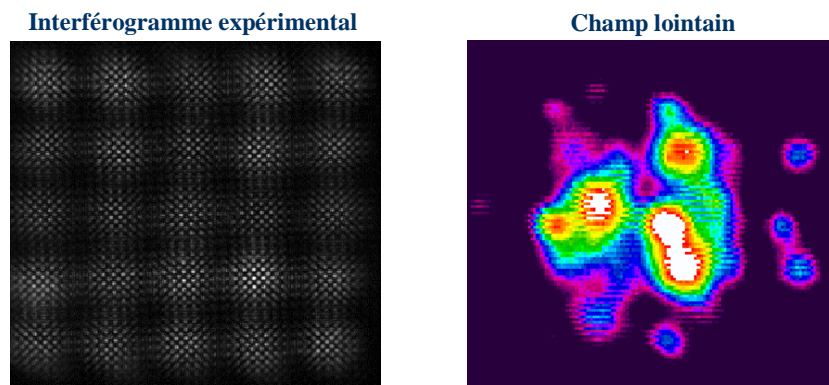


FIGURE 4.25: Interférogramme et champ lointain acquis simultanément sur le montage expérimental.

Analyse des interférogammes acquis

La figure 4.26 montre un exemple d'interférogramme enregistré expérimentalement. Sur le détail, à droite, nous avons indiqué l'emplacement des franges d'intérêt dans les deux directions pour le calcul des pistons de phase. On notera au passage que ces franges sont parfaitement rectilignes, ce qui prouve que les ondes en jeu dans l'interférence sont bien deux ondes planes.

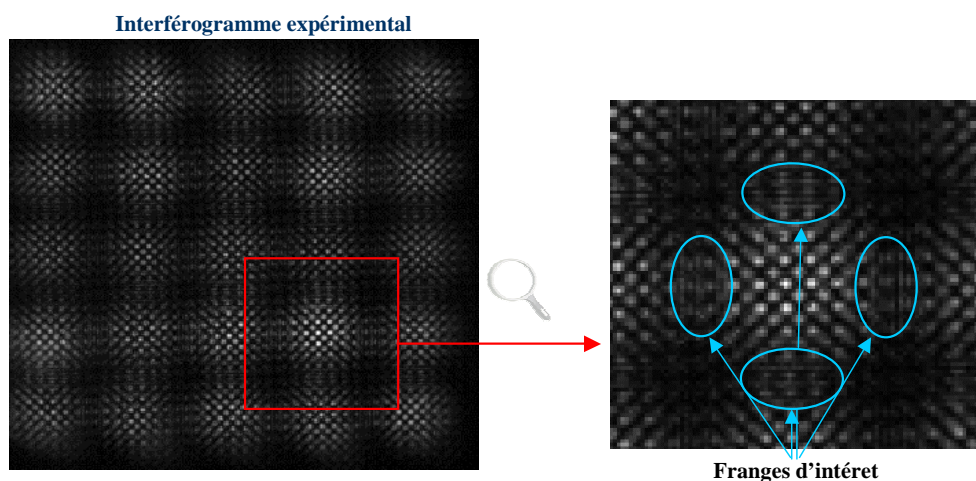


FIGURE 4.26: Exemple d'interférogramme enregistré expérimentalement. Le détail montre l'emplacement des franges d'intérêt pour la mesure des pistons de phase.

Lorsque les pistons de phase évoluent dans le temps, on constate que ces franges défilent, le reste de la figure restant parfaitement stable. Pour illustrer ce déplacement, nous avons soustrait les interférogammes de deux acquisitions successives (figure 4.27), ce qui met en évidence les franges d'intérêt.

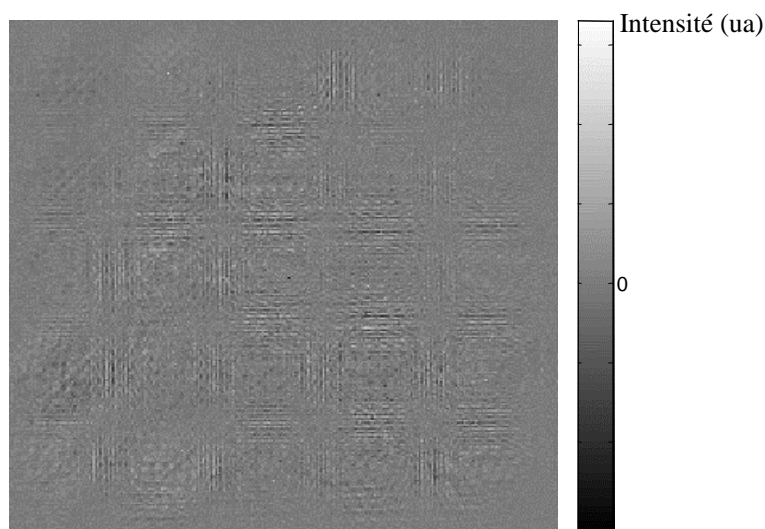


FIGURE 4.27: Différence entre deux interférogammes expérimentaux successifs.

Comme précédemment, nous commençons l'analyse par le calcul du spectre de l'interférogramme. Celui-ci est présenté dans la figure 4.28.

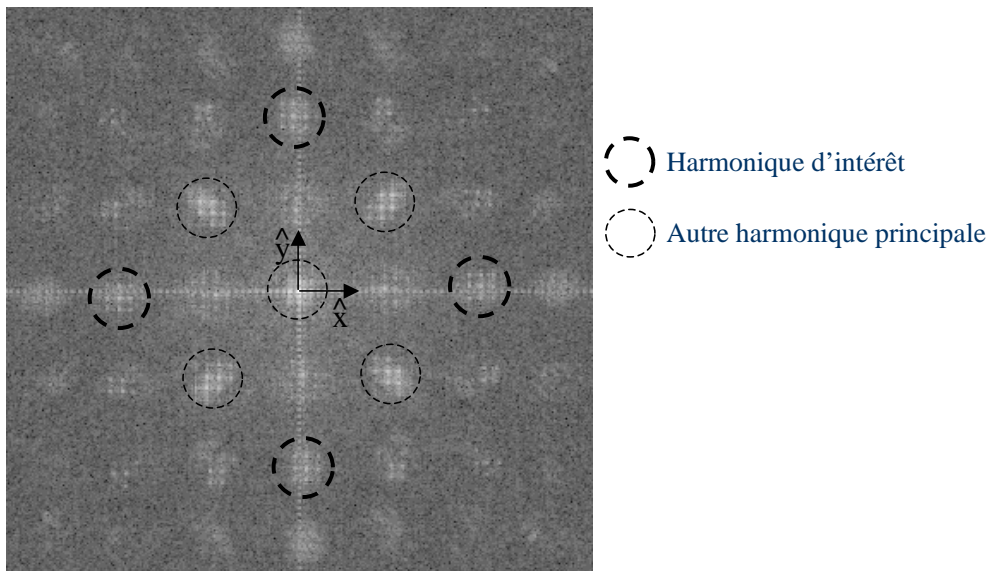


FIGURE 4.28: Présentation du spectre d'un interférogramme expérimental. Les harmoniques d'intérêt ont été entourées en pointillés épais.

Nous retrouvons dans cette figure, les neuf harmoniques principaux attendus. Cependant, nous remarquons également la présence d'autres harmoniques parasites, liées aux imperfections du réseau utilisé pour générer les 4 répliques du front d'onde sur notre interféromètre expérimental.

La figure 4.29 présente les cartographies des gradients de phase dans les deux directions extraites de 3 interférogrammes acquis successivement sur notre montage.

Les cartographies obtenues sont relativement proches de celles prévues théoriquement, à ceci près que les zones ne comportant aucune information ont quasiment disparu par rapport à nos simulations. Cette disparition tient certainement au fait que l'analyseur n'est pas situé sur le plan des microlentilles (plan sur lequel ont été réalisées les simulations), mais quelques centimètres plus loin. En se propageant sur cette distance, le diamètre à $1/e^2$ des faisceaux gaussiens s'est élargi, rendant le front d'onde global d'analyse moins lacunaire qu'en simulation.

Également, on constate sur ces cartographies que les zones de transitions où le gradient est non nul sont moins larges expérimentalement qu'en simulation. Ceci donne l'impression de voir les pistons de phase "en relief", avec un éclairage venant de la droite pour les gradients en x et un éclairage par le haut pour ceux en y . On constatera d'ailleurs l'évolution de ces pistons entre les 3 acquisitions.

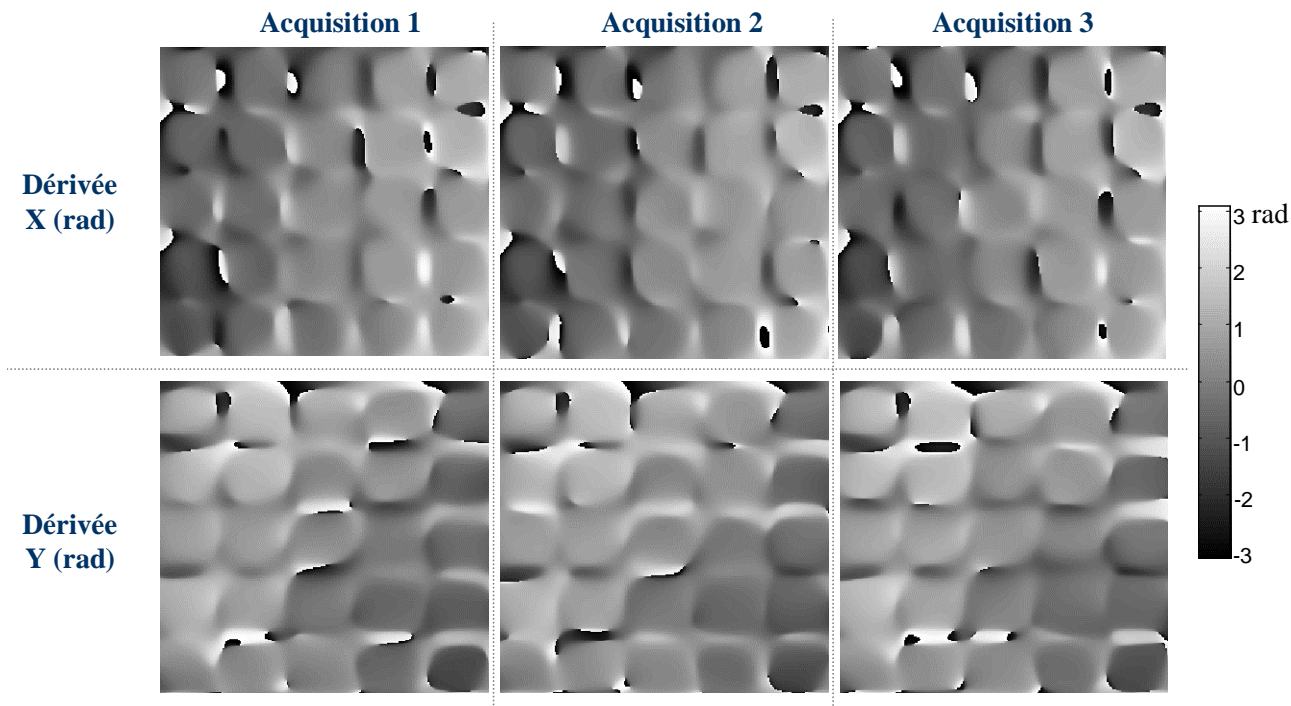


FIGURE 4.29: Dérivées extraites sur 3 acquisitions successives.

Enfin, on notera la présence des repliements de phase dans les cartographies, repliements qui étaient parfaitement prévisibles en l'absence de boucle de contre-réaction dans notre montage. Ceux-ci devraient, en toute logique, disparaître lorsqu'un système d'asservissement des pistons de phase sera opérationnel et en régime établi.

Conclusion

Cette analyse expérimentale nous a permis de constater que les gradients de phase extraits des interférogrammes expérimentaux étaient parfaitement cohérents avec les simulations numériques. Aucune mesure chiffrée de pistons de phase n'a cependant pu être effectuée car les acquisitions ont été réalisées en dehors du mode d'utilisation nominal de l'analyseur, qui traite uniquement les petits pistons de phase.

Cependant, pour accrocher le régime établi de l'asservissement où l'analyseur est mieux adapté, il est indispensable de trouver un moyen de traiter les pistons de phase en régime transitoire. Plusieurs solutions sont envisageables :

- On pourrait, par exemple, conserver notre analyseur pour cette période et étudier un système de correction automatique des gradients de phase basé sur l'analyse des circulations. Cependant, cette méthode ajoute une étape supplémentaire de calcul et peut ralentir l'exécution de la boucle d'asservissement.

- On pourrait également faire du "lucky imaging" [43] pour atteindre directement le régime établi de l'asservissement. Cette méthode, utilisée habituellement en astronomie, est basée sur l'hypothèse que tous les états de phase du front d'onde à analyser ont une probabilité non nulle. Ainsi, en réalisant des acquisitions successives aussi longtemps qu'il est nécessaire, on va trouver une situation où la phase à mesurer est compatible avec l'analyseur et atteindre le régime établi directement. L'inconvénient est que cette opération peut prendre un certain temps.
- Dans cette thèse, nous avons choisi une autre approche : nous avons cherché une nouvelle configuration d'analyse IDQL qui puisse traiter indifféremment les deux régimes de fonctionnement.

4.5 Vers un mode 2x2 ondes ultime

4.5.a. Configuration

Nous nous sommes alors intéressés à une nouvelle configuration, que nous avons appelée mode "2x2 ondes ultime". L'idée de profiter du fait que notre front d'onde est constitué de faisceaux gaussiens disjoints disposés suivant un maillage carré régulier pour ne conserver que les franges de 2x2 ondes, s'affranchissant totalement des franges de 4 ondes classique. Pour cela, on augmente le décalage latéral de façon à superposer exactement la réplique de droite du faisceau de gauche sur la réplique de gauche du faisceau de droite, ainsi que la réplique du bas du faisceau du haut sur la réplique du haut du faisceau du bas, comme illustré par la figure 4.30. Ce faisant, on ne conserve que les jeux de franges rectilignes correspondant aux pistons de phase dans les deux directions. L'interférogramme ainsi enregistré ne contient alors que des franges utiles à la mesure.

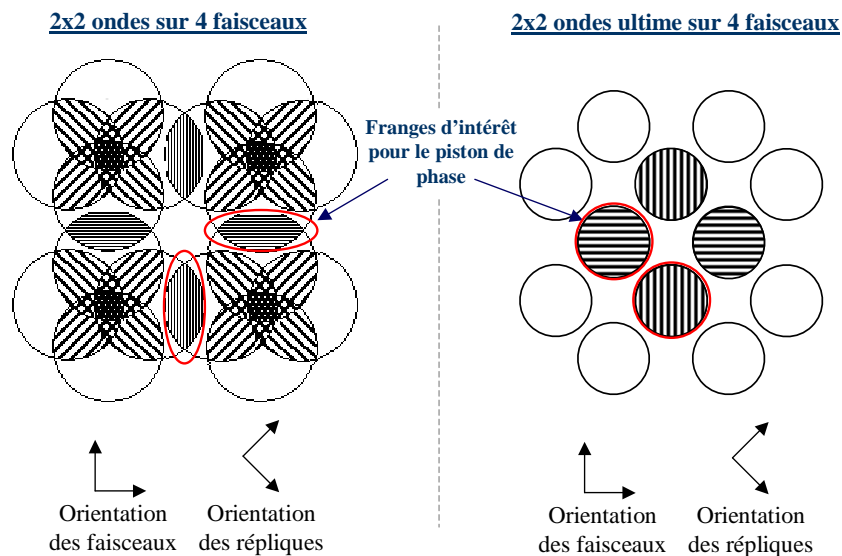


FIGURE 4.30: Comparaison des interférogrammes schématiques entre le mode 2x2 ondes et le mode 2x2 ondes ultime sur 4 faisceaux.

Pour simplifier, nous allons maintenant raisonner sur deux faisceaux alignés suivant la direction y par exemple. Un raisonnement analogue pourra être appliqué pour les autres faisceaux, ainsi que sur la direction x .

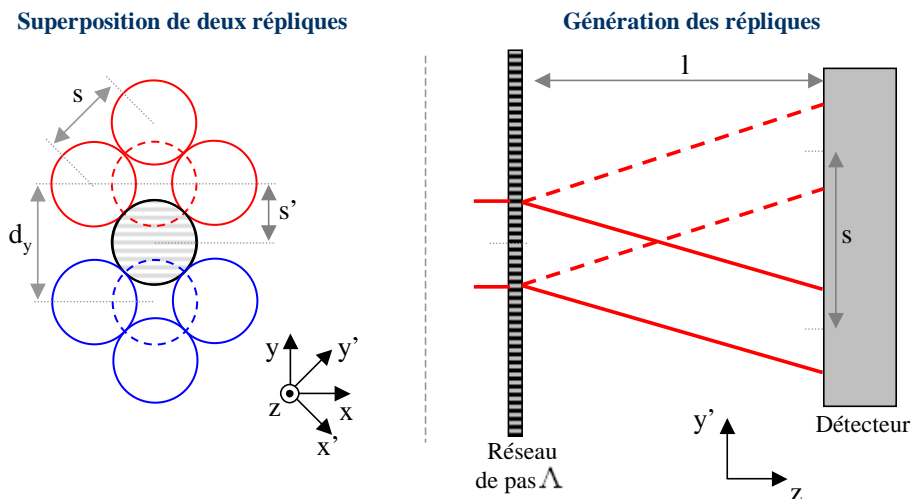


FIGURE 4.31: A gauche : détail de la superposition des répliques sur deux faisceaux (rouge et bleu) suivant y . Les cercles en pointillés indiquent l'emplacement du faisceau sans décalage latéral ; A droite : rappel du schéma de création des répliques, suivant une coupe dans le plan (y',z) .

Comme illustré par la figure 4.31, à gauche, la superposition exacte des répliques implique que le décalage s' des répliques suivant y soit donné par

$$s' = \frac{d_y}{2} \tag{4.16}$$

Or, dans notre configuration, les répliques sont générées suivant les axes x' et y' , inclinés de 45° par rapport au maillage (x,y) dans lequel sont agencées les fibres. On a donc la relation $s = s'\sqrt{2}$. Ainsi, le décalage latéral s nécessaire à la configuration 2x2 ondes ultime est donné par

$$s = \frac{d_y}{2} \sqrt{2} \tag{4.17}$$

La figure 4.31 rappelle également la relation entre le décalage latéral s et les paramètres l (distance réseau-détecteur) et Λ (pas du réseau) de l'analyseur :

$$s = 2l \frac{\lambda}{\Lambda} \tag{4.18}$$

Ainsi, la configuration de l'analyseur en mode 2x2 ondes ultime est atteinte si les conditions suivantes sont respectées :

- Les faisceaux qui composent le front d'onde d'analyse ne se superposent pas
- La distance l qui sépare le réseau et le détecteur et l'écartement entre deux faisceaux d_y sont reliés par

$$l = \frac{d_y}{4} \sqrt{2} \frac{\Lambda}{\lambda} \tag{4.19}$$

Sur notre montage, nous travaillons avec des faisceaux gaussiens collimatés, disposés en une matrice carrée de pas $d_x=d_y=1,5\text{mm}$. Au niveau des microlentilles, leur diamètre à $1/e^2$ est de l'ordre de $1,1\text{mm}$ et on constate expérimentalement que les faisceaux deviennent jointifs après propagation sur une distance de l'ordre de la dizaine de centimètres.

Ainsi, atteindre la configuration 2x2 ondes ultime ne nous est possible qu'en plaçant l'analyseur au plus près des microlentilles. Avec notre réseau de pas $\Lambda=240\mu\text{m}$, la distance l nécessaire est de $8,5\text{cm}$. En se propageant sur cette distance, les répliques gaussiennes vont commencer à se mélanger et nous ne serons pas exactement dans la configuration 2x2 ondes ultime.

La solution retenue pour pallier cette difficulté est d'utiliser une lentille pour faire l'image des faisceaux sur le plan des microlentilles avec un grandissement g inférieur à 1, en valeur absolue. La figure 4.32 illustre ce montage. De cette façon, on réduit l'écart inter-faisceaux à $d_{yi} = |g|.d_y$ tout en conservant la lacunarité du front d'onde d'analyse. Pour garder la distance l de 4cm que nous avons utilisé jusqu'alors, il faut $d_{yi} = 700\mu\text{m}$, ce qui revient à choisir un grandissement $|g| = 0,47$ pour l'imagerie. L'ajout de la lentille apporte l'avantage supplémentaire de réduire la taille de la pupille globale et donc de pouvoir traiter les 64 faisceaux de notre montage sans dépasser la taille du capteur de la caméra, ce qui n'était pas possible dans le mode 2x2 ondes simple. On notera au passage que l'image sur le réseau est à l'envers, il faudra donc prendre en compte ce critère lors de l'extraction des données.

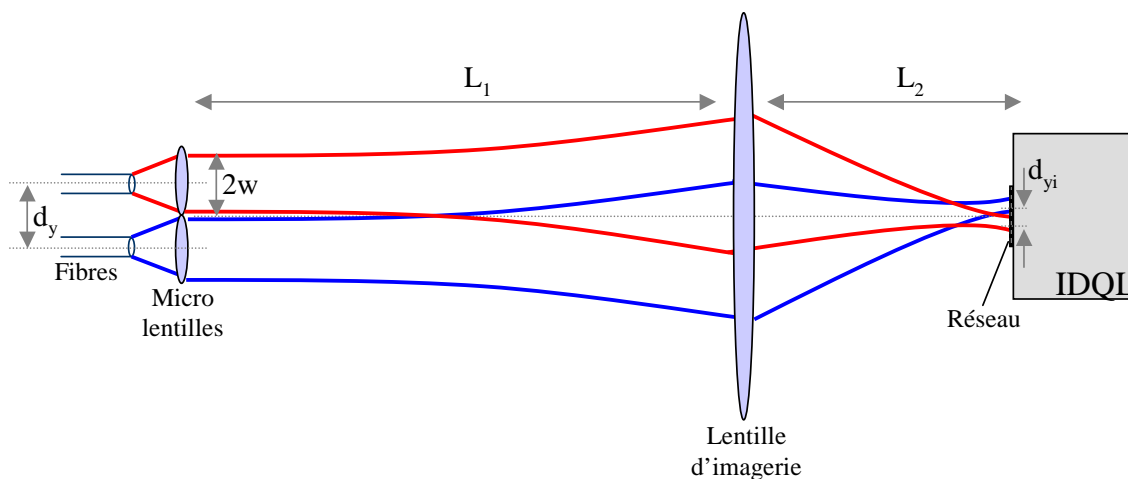


FIGURE 4.32: Schéma de la configuration en mode 2x2 ondes ultime comprenant une lentille d'imagerie.

Ainsi, nous avons utilisé expérimentalement une lentille de longueur focale $f=150\text{mm}$ que nous avons placé entre la matrice de microlentilles et l'analyseur en respectant les distances $L_1=48\text{cm}$ et $L_2=21\text{cm}$. D'après la relation de conjugaison d'une lentille simple, cette configuration nous donne $|g| = 0,45$.

Le pas p des franges sinusoidales enregistrées est, quant-à lui, défini par $p = \frac{\Lambda}{2}$ où Λ est le pas du réseau. Dans notre expérimentation, on aura des franges de $120\mu\text{m}$ de pas, soit 4 pixels de notre caméra.

4.5.b. Analyse des interférogammes

La figure 4.33 montre un exemple d'interférogramme enregistré sur les 64 faisceaux de notre montage. Celui-ci est composé de jeux de 2 ou 3 franges rectilignes horizontales et verticales dont le déphasage est lié respectivement aux différence de pistons de phase entre les faisceaux dans les directions y et x , conformément à ce qui était prévu. La période des franges est bien mesurée à 4 pixels.

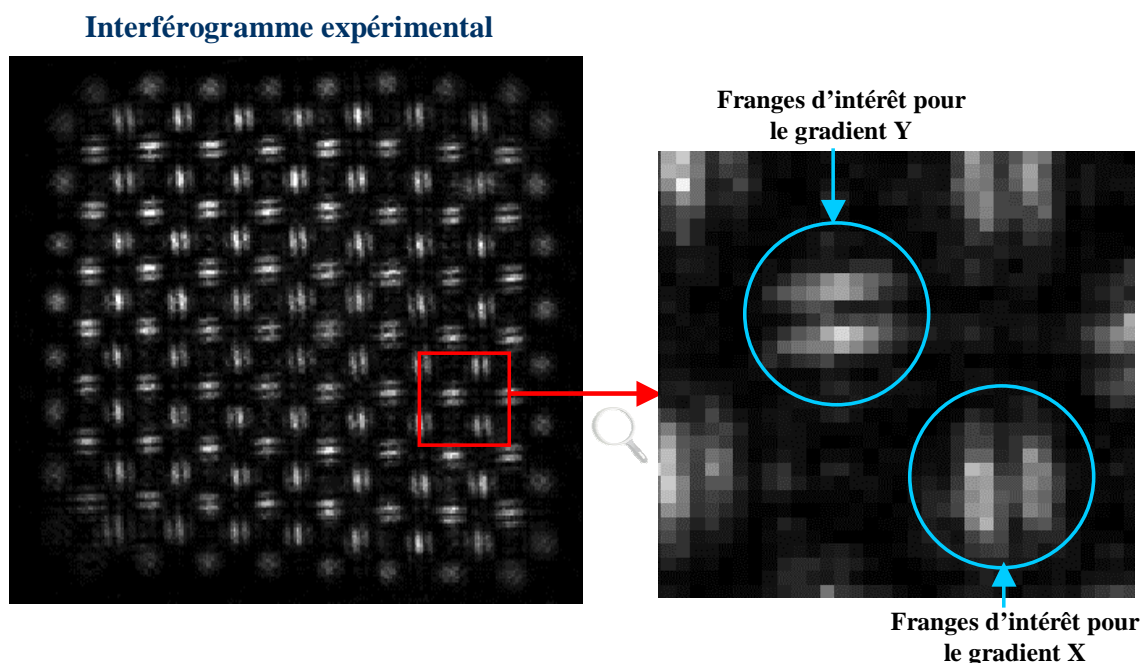


FIGURE 4.33: Interférogramme expérimental obtenu en mode 2x2 ondes ultime sur 64 faisceaux.

Comme illustré par la figure 4.34, on notera que, dans cette configuration en 2x2 ondes ultime, nous ne cherchons plus les pistons de phase sous la forme d'une surface morcelée, mais directement sous la forme d'une série $\Delta_x W$ de 7x8 valeurs numériques de différences de phase dans la direction x et d'une série $\Delta_y W$ de 8x7 valeurs numériques dans la direction y .

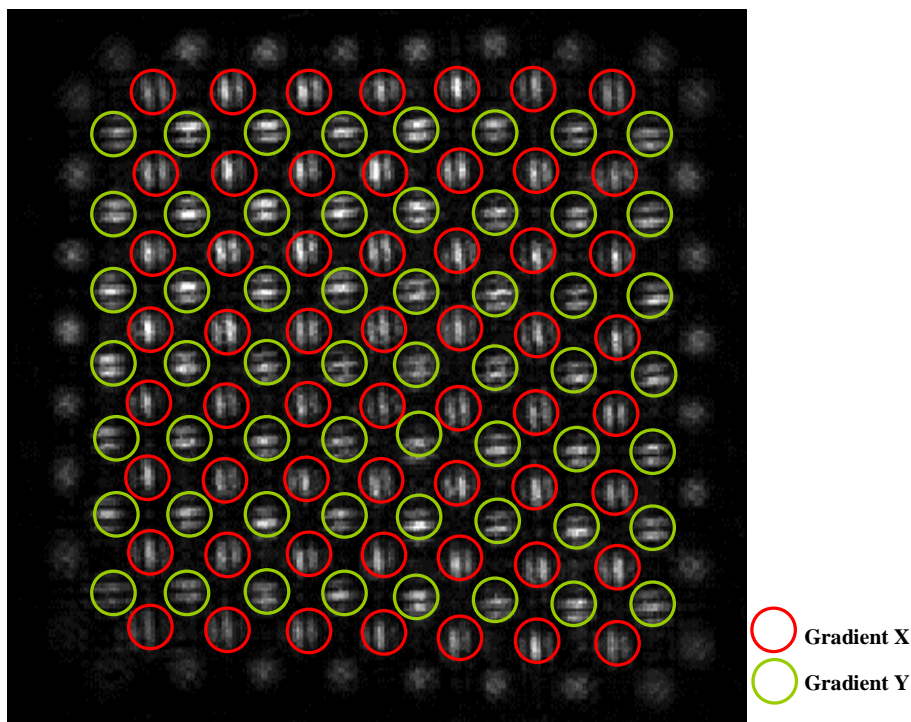


FIGURE 4.34: Présentation des 7x8 et 8x7 jeux de franges correspondant aux différences de phase respectivement selon x et selon y .

Lorsque les pistons de phase évoluent dans le temps, on constate que ces jeux de franges défilent, prouvant ainsi que les franges enregistrées sont bien les franges d'intérêt. Pour illustrer ce déplacement, nous avons également soustrait les interférogammes de deux acquisitions successives (figure 4.35).

Pour retrouver la valeur des $\Delta_x W$ et $\Delta_y W$, on pourrait passer par une analyse du spectre de l'interférogramme, comme dans l'étude précédente. Cette solution ne semble cependant pas la plus optimale :

- Notre interférogramme ne comporte que des franges d'intérêt pour le piston de phase, à savoir des sinusoides de même période dans les directions x et y . Ces franges sont largement visibles et ne se recouvrent jamais, donc nous n'avons pas besoin du spectre pour isoler les fréquences comportant de l'information.
- De plus, à cause du pas de notre réseau, nous n'avons que 2 ou 3 périodes par jeu d'interférences. En conséquence, sur le spectre, la fréquence spatiale correspondante n'est pas très bien définie. De plus, comme notre interférogramme est très lacunaire, nous serons confrontés à la présence de zones sans informations importantes lors de l'élaboration des cartographies de gradients de phase, de façon similaire aux zones sans informations présentées dans la partie simulation en configuration 2x2 ondes simple.

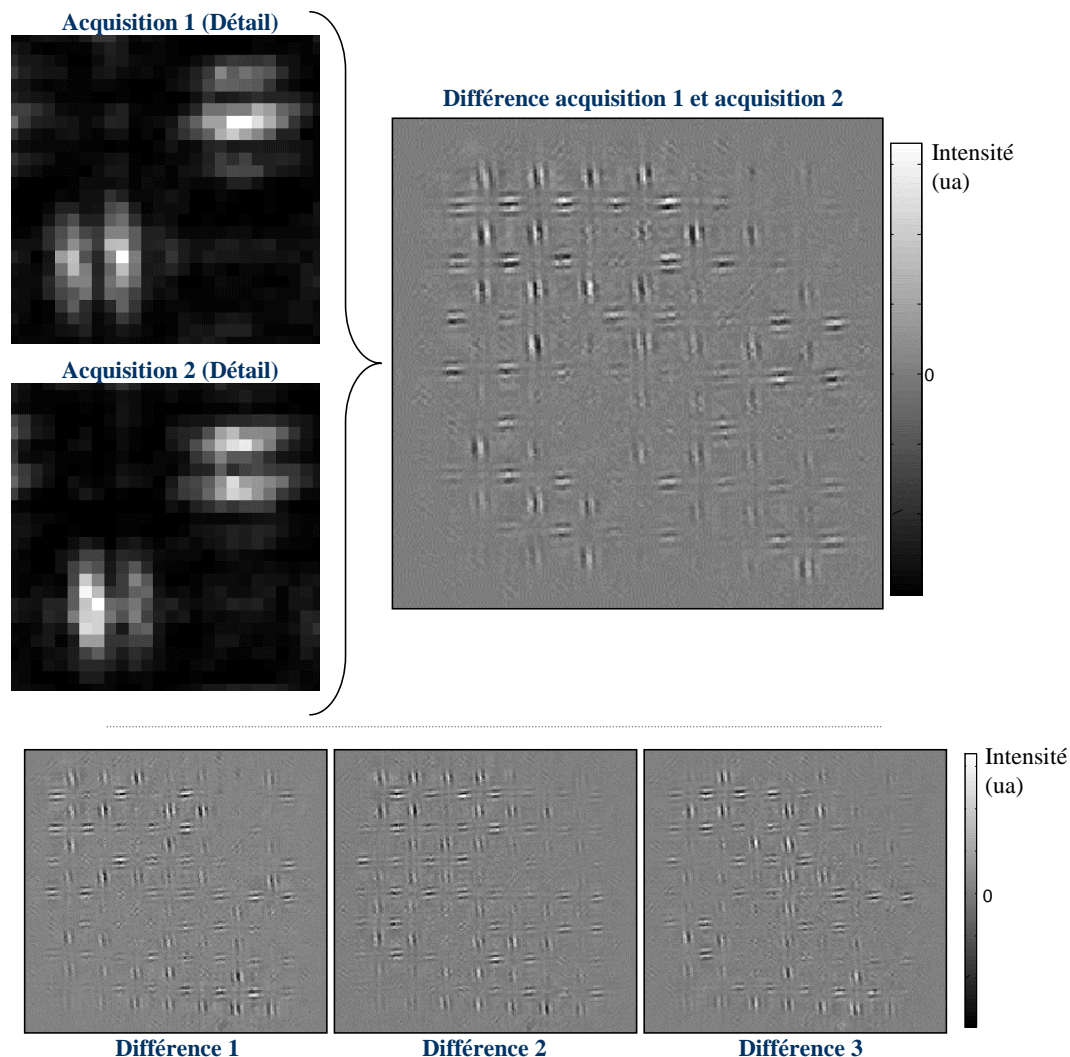


FIGURE 4.35: En haut : différence entre deux acquisitions d’interférogrammes successifs ; En bas : différences successives au cours du temps.

L’approche la plus intuitive et certainement aussi la plus efficace, pour retrouver les valeurs de gradient de phase $\Delta_x W$ et $\Delta_y W$ est de choisir un faisceau comme référence, puis de calculer le déphasage de chaque jeu de franges sinusoidales dans les deux directions. Ceci peut se faire très rapidement par démodulation synchrone spatiale.

Cette méthode est assez similaire à une démodulation synchrone classique utilisée temporellement en électronique pour la démodulation de phase, mais traduite au domaine spatial.

Prenons comme exemple un jeu d’interférences qui contient des franges de pas p selon x , on pourra raisonner de façon similaire suivant y . L’intensité I enregistrée a une forme générale du type

$$I(x, y) = a(x, y) + b(x, y)\cos\left(\Delta_x W(x, y) + \frac{2\pi}{p}x\right) \tag{4.20}$$

Pour retrouver ΔW , la démodulation de phase synchrone consiste à multiplier, dans le

domaine spatial (x,y) , l'interférogramme par une porteuse de même fréquence, mais sans terme continu, une première fois en phase avec l'interférogramme, puis une seconde fois, en quadrature.

Ainsi, on considère une porteuse de même fréquence spatiale que l'interférogramme en phase P et en quadrature Q qui s'écrivent

$$P(x, y) = \cos\left(\frac{2\pi}{p}x\right) \quad (4.21)$$

$$Q(x, y) = \sin\left(\frac{2\pi}{p}x\right) \quad (4.22)$$

La multiplication de I par P donne

$$IP(x, y) = a(x, y)\cos\left(\frac{2\pi}{p}x\right) + \frac{1}{2}b(x, y)\cos\left(\Delta_x W(x, y) + 2\frac{2\pi}{p}x\right) + \frac{1}{2}b(x, y)\cos(\Delta_x W(x, y)) \quad (4.23)$$

IP est composé de trois termes à différentes fréquences spatiales. Le terme basse fréquence contient l'information que l'on cherche. Grâce à un filtrage passe-bas, il est possible de l'isoler. Ce faisant, il restera

$$M_1(x, y) = \frac{1}{2}b(x, y)\cos(\Delta_x W(x, y)) \quad (4.24)$$

On applique ensuite la même procédure en multipliant l'interférogramme par la porteuse en quadrature Q , qui donne

$$IQ(x, y) = a(x, y)\sin\left(\frac{2\pi}{p}x\right) + \frac{1}{2}b(x, y)\sin\left(\Delta_x W(x, y) + 2\frac{2\pi}{p}x\right) + \frac{1}{2}b(x, y)\sin(\Delta_x W(x, y)) \quad (4.25)$$

Après filtrage, il reste

$$M_2(x, y) = \frac{1}{2}b(x, y)\sin(\Delta_x W(x, y)) \quad (4.26)$$

Le déphasage est alors obtenu par

$$\Delta_x W(x, y) = \arctan\left(\frac{M_2(x, y)}{M_1(x, y)}\right) \quad (4.27)$$

Une fois que les valeurs de $\Delta_x W$ et $\Delta_y W$ ont été extraites par cette méthode, l'idée est de reconstruire W qui contient 8×8 valeurs de pistons de phase en résolvant un système d'équations linéaires. En effet, par définition, on peut écrire chacun des gradients de phase comme la différence de phase entre deux faisceaux adjacents. On a ainsi des relations du type :

$$\Delta_x W_{i,j} = W_{i+1,j} - W_{i,j} \quad (4.28)$$

$$\Delta_y W_{j,i} = W_{j+1,i} - W_{j,i} \quad (4.29)$$

$$i \in [1, 7]$$

$$j \in [1, 8]$$

Ce système d'équations linéaire peut se mettre sous la forme matricielle $D = Ax$ où

$$D = \begin{pmatrix} \Delta_x W_{1,1} \\ \Delta_x W_{1,2} \\ \vdots \\ \Delta_x W_{7,8} \\ \Delta_y W_{1,1} \\ \Delta_y W_{1,2} \\ \vdots \\ \Delta_y W_{8,7} \end{pmatrix}, x = \begin{pmatrix} W_{1,1} \\ W_{1,2} \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ W_{8,8} \end{pmatrix} \text{ et } A = \begin{pmatrix} -1 & 1 & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & 0 \\ 0 & -1 & 1 & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ \vdots & \cdots & \ddots & \ddots & \ddots & \cdots & \vdots \\ 0 & \cdots & \cdots & \cdots & 0 & -1 & 1 \\ -1 & \cdots & 1 & \cdots & \cdots & \cdots & 0 \\ 0 & -1 & \cdots & 1 & \cdots & \cdots & 0 \\ \vdots & \cdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & \cdots & \cdots & -1 & \cdots & 1 \end{pmatrix}$$

On obtient ensuite les valeurs de W en pseudo-inversant la matrice A , puis en calculant le vecteur x .

L'avantage de cette méthode d'extraction des gradients et de reconstruction de W est qu'elle ne met en oeuvre que des multiplications de matrices de valeurs, sans transformées de Fourier. L'algorithme sera donc très rapide et donc implémentable dans un asservissement à haute cadence.

De plus, cette technique peut traiter indifféremment les gros et les petits pistons de phase. Ainsi, dans ce schéma 2x2 ondes ultime, avec ce traitement des données, on pourra utiliser l'analyseur aussi bien dans la période de régime transitoire, que dans la période de régime établi de l'asservissement. Cette configuration, très prometteuse, sera donc parfaitement adaptée à notre besoin.

Cette nouvelle méthode de mesure n'a été mise au point que très récemment. Les prochains travaux qui feront suite à cette thèse consisteront à valider ce procédé d'extraction des pistons de phase sur les interférogrammes expérimentaux.

4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes consacrés à l'analyse collective de la phase des faisceaux laser en champ proche, basée sur le principe d'un interféromètre à décalage quadri-latéral. Cette technique, habituellement utilisée pour le contrôle de surfaces optiques, avait été retenue car elle est auto-référente et relativement simple à implémenter. Cependant, il a fallu l'adapter à notre objet d'étude, qui est front d'onde composé de plusieurs gaussiennes disjointes et disposées suivant un maillage cartésien. Cette adaptation s'est déroulée en deux étapes majeures :

- Nous avons commencé par orienter le réseau de l'analyseur à 45° du maillage cartésien de placement des fibres et par augmenter le décalage latéral. Dans cette configuration, appelée "mode 2x2 ondes", nous avons décorrélé les informations de gradient de phase dans les deux directions x et y . Les résultats simulés montrent qu'il est possible de reconstruire des petits pistons de phase dans cette configuration avec une très bonne précision. Seulement, nous avons constaté en simulation et expérimentalement que cette reconstruction ne fonctionne plus pour de plus gros pistons de phase. Nous avons conclu que cette configuration est parfaitement adaptée en phase de régime établi de l'asservissement de la phase des fibres, où la valeur des pistons est proche de zero, mais ne convient plus en régime transitoire d'asservissement, du moins sans traitement complémentaire.

- Nous avons donc envisagé une nouvelle configuration, nommée "mode 2x2 ondes ultime", dans laquelle on pousse à l'extrême l'idée du 2x2 ondes. Réalisée à l'aide d'une lentille d'imagerie, cette configuration nous permet d'enregistrer sur l'interférogramme les informations de pistons de phase uniquement, s'affranchissant de toute autre franges d'interférences. Cette configuration, bien qu'elle ne change pas le principe général de l'IDQL, constitue une adaptation optimale pour notre cas d'étude car la lentille ajoutée apporte :
 - La possibilité d'un interférogramme ne comportant que des franges utiles.
 - la réduction de la taille de la pupille globale, qui permet de traiter plus un nombre plus important de faisceaux avec la même caméra CCD, si on compare avec le mode 2x2 ondes simple.
 - un meilleur échantillonnage de l'interférogramme.
 - un traitement des données simplifié qui permet d'envisager une utilisation de l'analyseur en temps réel, quel que soit le régime de l'asservissement (transitoire ou établi).

Ainsi, cette configuration présente un intérêt notable pour notre besoin et devrait être approfondie avant implémentation dans une boucle d'asservissement.

Chapitre 5

Recombinaison cohérente par holographie numérique

Cette partie traite d'une méthode originale de mise en phase de fibres, basée sur un principe d'holographie numérique. Elle a été développée parallèlement au travail mené dans le cadre du projet CAN, en particulier pendant les phases d'approvisionnement et de fabrication des différents composants.

5.1 Contexte

5.1.a. L'holographie numérique

Le principe de l'holographie optique a été découvert par Dennis Gabor en 1948 [44] alors qu'il travaillait à l'amélioration de microscopes électroniques dans la compagnie Thomson-Houston à Rugby en Angleterre. Cependant, cette technique n'a connu son véritable essor qu'à l'avènement du laser, à partir de 1962, car celui-ci permet l'obtention d'interférences stables dues à la remarquable cohérence de la source. Le processus d'holographie se déroule en deux temps, comme illustré par la figure 5.1 page suivante.

1. Pour enregistrer un hologramme, il faut parvenir à coder sur un support l'amplitude et la phase de la lumière issue d'un objet. Pour cela, on fait interférer deux faisceaux cohérents sur un support photosensible, une plaque photographique par exemple. Le premier faisceau, appelé onde de référence (u_r), est choisi simple et reproductible (onde plane ou onde sphérique) et est envoyé directement sur la plaque. Le second, appelé onde objet (u_o), est envoyé sur l'objet à photographier, qui diffuse cette lumière en direction du support. La figure d'interférences ainsi formée contient toutes les informations concernant l'amplitude et la phase de l'onde objet, c'est-à-dire la forme et la position de l'objet dans l'espace. Son intensité est donnée par :

$$I = |u_r + u_o|^2 = |u_r|^2 + |u_o|^2 + 2\gamma(u_r^*u_o + u_ru_o^*) \quad (5.1)$$

où γ est la cohérence mutuelle des deux ondes et $*$ le complexe conjugué.

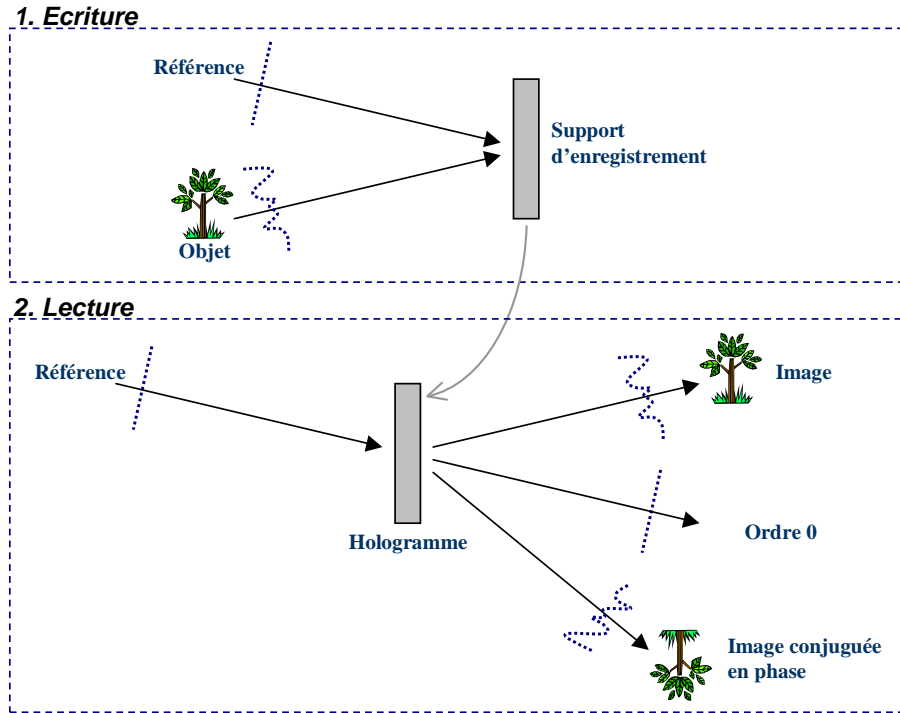


FIGURE 5.1: Principe de l'holographie optique classique.

- Après développement de la plaque photosensible, on éclaire celle-ci avec l'onde de référence. En pratique il peut s'agir de l'onde utilisée lors de l'enregistrement (u_r), éclairant la plaque avec le même angle d'incidence. L'interférogramme module alors son amplitude et l'onde diffractée prend la forme :

$$u_d \propto u_r I = u_r (|u_r|^2 + |u_o|^2) + \gamma |u_r|^2 u_o + \gamma u_r^2 u_o^* \quad (5.2)$$

Le premier terme de cette équation est l'ordre 0, qui correspond à la restitution de l'onde de référence. Le second terme est l'image et contient toutes les informations de phase et d'amplitude de l'objet enregistré. Enfin, le troisième terme contient l'information conjuguée en phase de l'objet.

L'holographie numérique est la numérisation de l'holographie traditionnelle optique, qui a pu se développer ces dernières années grâce aux progrès dans le domaine des caméras numériques et des ordinateurs.

L'idée de l'holographie numérique a été proposée pour la première fois en 1967 par J.W Goodman et R.W Lawrence [45]. Ils enregistraient encore l'hologramme sur une plaque photographique, mais ils l' chantillonnaient de manière numérique afin de reconstruire le front d'onde issu de l'objet numériquement. L'holographie numérique complète dans le sens de l'enregistrement et de la reconstruction informatique a été effectuée tout d'abord par l'équipe de O. Coquoz [46] puis par U. Schnars et W. Jüptner en 1994 quand ils ont introduit une caméra CCD comme support d'enregistrement [47]. Depuis cette date, l'holographie numérique et la reconstruction de front d'ondes est une technique largement utilisée, notamment pour réaliser des mesures sans contact dans les domaines de la biologie, du contrôle industriel et de l'analyse d'écoulements [48–51].

Outre ces applications de reconstruction numérique d'images, l'holographie numérique tend à s'imposer pour les applications classiques d'holographie et ce, malgré une résolution spatiale limitée par la taille des pixels des composants.

En effet, depuis l'apparition dans les années 90 des premiers afficheurs à cristaux liquides, nous avons la possibilité de transférer l'hologramme numérique vers un modulateur spatial de lumière (SLM, pour Spatial Light Modulator), qui joue le rôle de la plaque photographique après développement et ainsi obtenir une reconstruction optique de l'image ou de l'image conjuguée de l'objet.

Cette association {CCD + SLM} présente des avantages non négligeables :

1. Elle garantit la possibilité de numériser, stocker et afficher l'hologramme sans processus de développement long et coûteux. Elle apporte ainsi l'opportunité de l'holographie dynamique quasi temps réel.
2. L'hologramme, sous forme de fichier numérique, peut être facilement dupliqué et transmis par un réseau de télécommunication pour une utilisation à distance. Cette propriété est utile par exemple pour faire de l'holographie comparative pour le contrôle de la fabrication des répliques d'une pièce maîtresse. [52]
3. Enfin, l'accès à l'information numérique de l'hologramme avant son affichage par le SLM ouvre un certain degré de flexibilité pour certaines applications [52, 53] :
 - Suppression de l'image ou de l'image conjuguée par filtrage numérique
 - Rectification de l'alignement de l'image sur une cible en ajoutant une phase linéaire à l'ensemble de l'hologramme
 - Augmentation de l'efficacité de diffraction de l'hologramme par la modification de son contraste
 - Adaptation de l'hologramme à une longueur d'onde différente de celle d'inscription

Nous allons maintenant expliquer comment l'holographie numérique peut être adaptée à la correction des pistons de phase, dans le but de faire de la combinaison cohérente de faisceaux laser.

5.1.b. Application de l'holographie numérique pour la correction de pistons de phase dans les fibres

L'idée de base de cette méthode est de compenser les erreurs de phases induites par les fibres en utilisant l'ordre -1 de diffraction d'un hologramme numérique. Le schéma de principe est illustré par la figure 5.2 page suivante.

Les fibres amplificatrices sont collimatées à chaque extrémité par une matrice de lentilles de manière similaire à celle décrite dans la première partie de ce mémoire.

Une onde plane de référence, notée φ_{R1} , est couplée dans les fibres et conduit, après propagation, à la formation d'un front d'onde segmenté $\varphi(x, y)$ contenant l'information des pistons de phase des fibres. La figure d'interférence de ce front d'onde avec une seconde onde plane de référence, notée φ_{R2} et décalée d'un petit angle α , est enregistrée par une

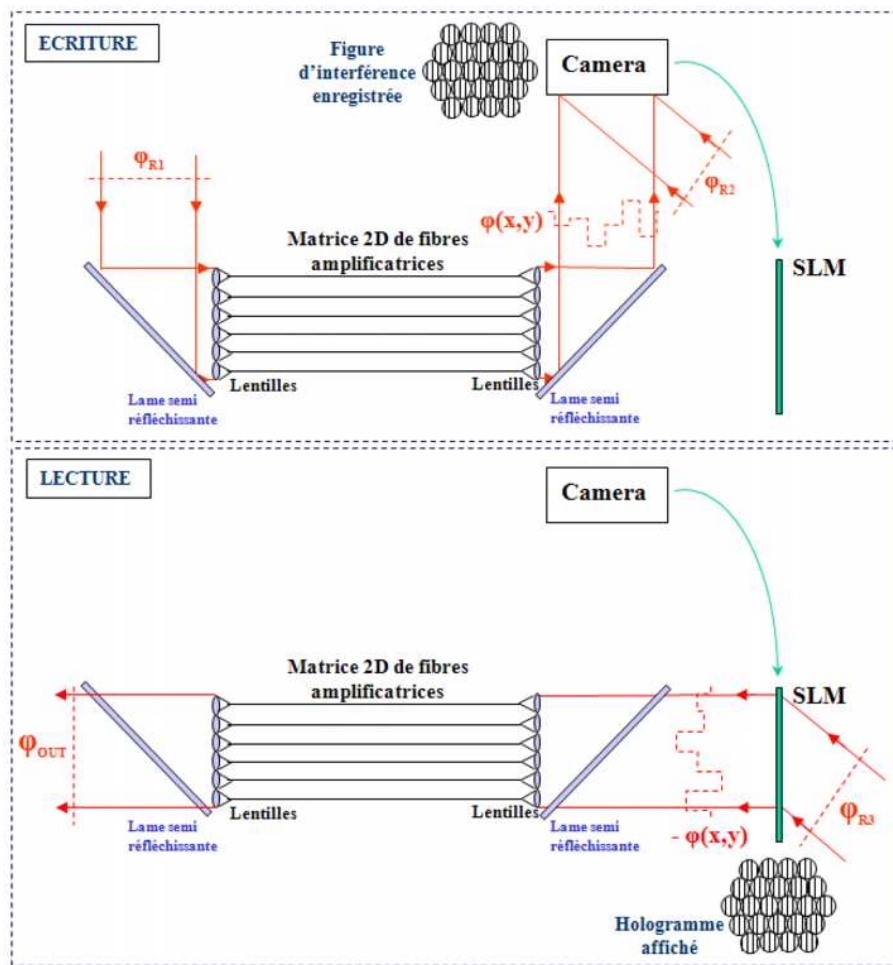


FIGURE 5.2: Schéma de principe de la mise en phase d'une matrice de fibres amplificatrices à deux dimensions, par holographie numérique. L'écriture et la lecture de l'hologramme ont été séparées en deux sous-figures pour des raisons de lisibilité ; cependant, les deux phases ont lieu simultanément.

caméra CCD. Pour chaque fibre i , la figure obtenue est une série de franges rectilignes dont le positionnement relatif fait état de son déphasage par rapport à la référence φ_{R2} .

Le signal de la caméra est ensuite transmis directement à un SLM qui affiche exactement la figure d'interférence enregistrée. Une troisième onde de référence, notée φ_{R3} , diffracte sur l'hologramme ainsi formé dans le régime de Raman Nath. Le front d'onde segmenté conjugué $-\varphi(x,y)$ est alors généré sur l'ordre -1, qui se propage avec un angle $-\alpha$ par rapport à φ_{R3} . En ré-injectant ce front d'onde conjugué dans les fibres, les termes de déphasage se compensent et les faisceaux résultants, après propagation, sont corrigés sur un front de phase plan, noté φ_{OUT} et peuvent se recombinaison en champ lointain.

Dans cette approche, la correction de la phase des fibres est obtenue par un procédé de conjugaison de phase. L'avantage de cette technique sur les méthodes usuelles de contrôle actif de la phase est la possibilité de corriger collectivement un nombre conséquent de fibres optiques, avec une boucle de contre-réaction rigoureusement minimaliste : juste un

câble électrique reliant la caméra au SLM.

5.2 Etude théorique

5.2.a. Enregistrement et lecture d'un hologramme numérique

Calcul de l'hologramme

Pour modéliser l'enregistrement de l'hologramme qui servira par la suite à la compensation des erreurs de phase entre les fibres, nous partons de la situation décrite par la figure 5.3.

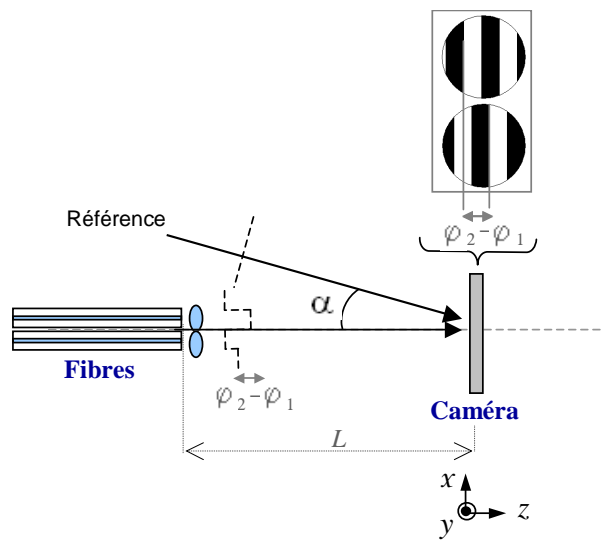


FIGURE 5.3: Schéma de principe pour l'enregistrement de l'hologramme sur la caméra CCD.

Chaque fibre n , collimatée par une lentille de rayon R , propage, à incidence normale, une onde plane de section circulaire notée u_n et de phase φ_n . Chacun de ces faisceaux interfère avec une grande onde plane de référence (u_r, φ_r) commune pour toutes les fibres et inclinée d'un angle α . Pour chaque fibre, l'intensité vue sur le plan (x, y) de la caméra prend alors la forme :

$$\begin{aligned} I_n(x, y) &= |u_r(x, y) + u_n(x, y)|^2 \\ &\propto \left[1 + m \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \alpha x + (\varphi_r - \varphi_n) \right) \right] \text{disc}(r) \end{aligned} \quad (5.3)$$

où $\text{disc}(|r|) = 1$ si $|r| \leq R$ et $\text{disc}(|r|) = 0$ sinon et $r = \sqrt{(x^2 + y^2)}$

Pour chaque fibre n , la figure d'interférence enregistrée est un cercle qui contient une série de franges rectilignes de période $\frac{\lambda}{\alpha}$, et dont le positionnement relatif est directement donné par son déphasage φ_n . Dans cette expression, m est le taux de modulation des deux ondes mises en jeu. On pourra noter que les ondes sont considérées ici comme des

ondes planes parfaites et d'intensité uniforme. La répartition gaussienne de l'amplitude des ondes issues des fibres a été négligée dans un premier temps pour plus de clarté.

L'enregistrement de cette image par une caméra suppose un échantillonnage par ses pixels, comme illustré par la figure 5.4.

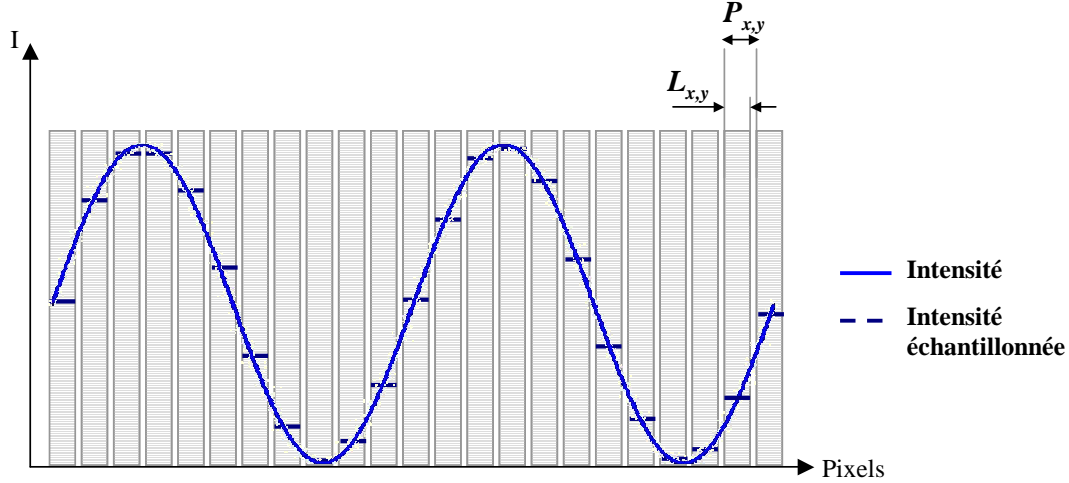


FIGURE 5.4: Échantillonnage de la figure d'interférence par les pixels de la caméra.

Le détecteur de la caméra est caractérisé par ses $N_x \times N_y$ pixels de taille $l_x \times l_y$, répartis matriciellement sur le détecteur avec un pas p_x et p_y . Dans la pratique, le remplissage des détecteurs des caméras par les pixels est proche de 90%. On a donc $l_{x,y} \approx p_{x,y}$.

On peut, dans notre cas précis, faire l'hypothèse que la taille $p_x N_x \times p_y N_y$ du détecteur est grande devant la taille du faisceau individuel issu de la fibre n qui intervient dans la figure d'interférence et ainsi négliger l'ouverture globale du détecteur.

L'image échantillonnée I_e s'écrit alors :

$$I_{e,n}(j, k) = I_n(x, y) \cdot \left(\Psi_{p_x, p_y}(x, y) * \Pi_{l_x, l_y}(x, y) \right) \quad (5.4)$$

où Ψ_{p_x, p_y} est un peigne de Dirac bi-dimensionnel défini par

$$\Psi_{p_x, p_y}(x, y) = \sum_{j=1}^{N_x} \sum_{k=1}^{N_y} \delta(x - jp_x, y - kp_y)$$

et convolué par l'opérateur $*$ à une porte de largeur $l_{x,y}$ notée Π_{l_x, l_y} telle que

$$\begin{aligned} \Pi_{l_x, l_y}(x, y) &= 1 \text{ si } |x| \leq l_x/2 \text{ et } |y| \leq l_y/2 \\ &= 0 \text{ sinon} \end{aligned}$$

Le mode d'intégration de ce signal sera différent suivant le type de caméra utilisée pour l'enregistrement de l'hologramme. De plus amples détails concernant ce point sont donnés dans la référence [54].

Théoriquement, un enregistrement holographique numérique sans perte d'information impose une résolution d'enregistrement au minimum deux fois supérieure à la plus grande fréquence spatiale existant dans l'hologramme (théorème d'échantillonnage).

En pratique, à résolution de caméra donnée, cette contrainte impose la limite haute de la valeur de l'angle d'enregistrement α de l'hologramme.

Lecture de l'hologramme par une onde plane

Après acquisition de la figure d'interférence contenant l'information de phase des différentes fibres, le signal de la caméra est transféré à un modulateur spatial de lumière (SLM) pour la génération de l'onde conjuguée en phase. Celui-ci peut fonctionner en amplitude, en affichant la figure d'interférences sous forme de niveaux de gris, ou en phase, en l'affichant sous forme de niveaux de phase. Pour simplifier, le SLM et la caméra sont supposés avoir la même résolution et la diffraction se fait en régime de Raman Nath (réseau mince).

Dans notre cas particulier de correction des pistons de phase des fibres, c'est l'ordre -1 de diffraction de l'hologramme qui nous intéresse. Pour que celui-ci diffracte à incidence normale en direction des fibres, il est nécessaire que l'onde de lecture soit inclinée d'un angle $-\alpha$. La situation est représentée par la figure 5.5.

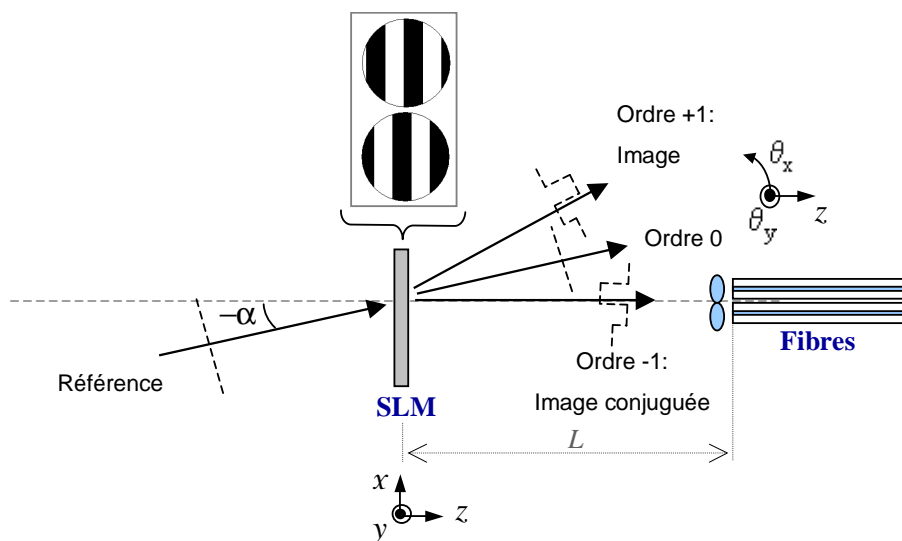


FIGURE 5.5: Schéma de principe pour la lecture de l'hologramme.

Lecture en amplitude

Nous allons tout d'abord étudier le cas où le SLM affiche l'hologramme en amplitude. On notera m_h le facteur de contraste de l'hologramme affiché par le SLM, avec $0 \leq m_h \leq 1$ et $m_h \propto m$ dans le cas où l'association {Caméra+SLM} a une réponse strictement linéaire, c'est-à-dire lorsque le niveau de gris affiché par chaque pixel du SLM

est strictement proportionnel à l'intensité enregistrée par la caméra.

La transmission en amplitude $t_n(x, y)$ de l'hologramme de la fibre n a la forme suivante :

$$\begin{aligned} t_n(x, y) &\propto [1 + m_h \cos(A)] \cdot \text{disc}(r) \cdot \left(\Psi_{p_x, p_y}(x, y) * \Pi_{l_x, l_y}(x, y) \right) \\ &\propto \left[\frac{1}{2} + \frac{m_h}{4} \exp(iA) + \frac{m_h}{4} \exp(-iA) \right] \cdot \text{disc}(r) \cdot \left(\Psi_{p_x, p_y}(x, y) * \Pi_{l_x, l_y}(x, y) \right) \end{aligned} \quad (5.5)$$

avec $A = \frac{2\pi}{\lambda} \alpha x + (\varphi_r - \varphi_n)$ et $r = \sqrt{(x^2 + y^2)}$.

La lecture de l'hologramme s'opère avec une onde de référence u_{r2} inclinée d'un angle $-\alpha$, de la forme classique suivante :

$$u_{r2}(x, y) = u_{0r2} \exp \left(i \left(-\frac{2\pi}{\lambda} \alpha x + \varphi_{r2} \right) \right) \quad (5.6)$$

L'amplitude $u_{t,n}$ juste après le plan de l'hologramme fait apparaître les trois ordres de diffraction attendus, respectivement notés $u_{0,n}$, $u_{1,n}$ et $u_{-1,n}$:

$$\begin{aligned} u_{t,n}(x, y) &= u_{r2}(x, y) \cdot t_n(x, y) \\ &\propto (u_{0,n} + u_{1,n} + u_{-1,n}) \cdot \text{disc}(r) \cdot \left(\Psi_{p_x, p_y}(x, y) * \Pi_{l_x, l_y}(x, y) \right) \end{aligned} \quad (5.7)$$

$$\text{avec} \begin{cases} u_{0,n} = & \frac{1}{2} \exp \left(i \left(-\frac{2\pi}{\lambda} \alpha x + \varphi_{r2} \right) \right) \\ u_{1,n} = & \frac{m_h}{4} \exp \left(i \left(-\frac{2\pi}{\lambda} (2\alpha)x - \varphi_r + \varphi_{r2} + \varphi_n \right) \right) \\ u_{-1,n} = & \frac{m_h}{4} \exp \left(i \left(\varphi_r + \varphi_{r2} - \varphi_n \right) \right) \end{cases} \quad (5.8)$$

1. Le premier terme $u_{0,n}$, d'amplitude relative $1/2$ est l'ordre zéro de diffraction et correspond à la propagation de la référence u_r à travers l'hologramme, sans déviation.
2. Le second terme $u_{1,n}$, d'amplitude relative $m_h/4$, correspond à l'onde image (ordre 1 de diffraction). Elle se propage selon un angle égal à -2α et contient l'information de phase de la fibre n .
3. Le troisième terme $u_{-1,n}$, également d'amplitude relative $m_h/4$, correspond à l'onde conjuguée en phase (ordre -1 de diffraction). Elle se propage à incidence normale en direction de la fibre n dont elle contient l'information de phase conjuguée.

L'efficacité de diffraction η maximale en intensité est obtenue par la comparaison des trois ondes $u_{0,n}$, $u_{1,n}$ et $u_{-1,n}$ quand $m_h = 1$, c'est à dire quand le contraste de l'hologramme est maximal. On notera que, sur l'ordre -1, celle-ci est indépendante de l'angle α d'inscription de l'hologramme. Sa valeur sur l'ordre -1 est donnée par

$$\eta = \left(\frac{1}{4}\right)^2 = \frac{1}{16} = 6,25\% \quad (5.9)$$

Suivant l'approximation de Fraunhofer, la propagation de ce champ proche sur la distance L qui sépare le SLM des fibres conduit au champ lointain $u_{L,n}$, transformée de Fourier du champ proche $Tf(u_{t,n})$.

$$u_{L,n}(\theta_x, \theta_y) \propto Tf(u_{t,n}) \left(\frac{\theta_x}{\lambda}, \frac{\theta_y}{\lambda} \right) \quad (5.10)$$

avec $\theta_x = \frac{\hat{x}}{L}$, $\theta_y = \frac{\hat{y}}{L}$. On obtient l'expression suivante :

$$\begin{aligned} u_{L,n}(\theta_x, \theta_y) &\propto Tf \left[(u_{0,n} + u_{1,n} + u_{-1,n}) \cdot disc. \left(\Psi_{p_x, p_y} * \Pi_{l_x, l_y} \right) \right] (\theta_x, \theta_y) \\ &\propto \left[(u_{L(0,n)} + u_{L(1,n)} + u_{L(-1,n)}) * Airy * \left(\Psi_{1/p_x, 1/p_y} \cdot Sinc \right) \right] (\theta_x, \theta_y) \end{aligned} \quad (5.11)$$

où $u_{L(0,n)}$, $u_{L(1,n)}$ et $u_{L(-1,n)}$ correspondent à la propagation des 3 ondes planes diffractées par l'hologramme et

$$\begin{aligned} Airy(\theta_x, \theta_y) &= \frac{2J_1(\pi R \sqrt{(\theta_x^2 + \theta_y^2)})}{\pi R \sqrt{(\theta_x^2 + \theta_y^2)}} \\ \text{et } Sinc(\theta_x, \theta_y) &= \frac{\sin(\pi l_x \theta_x)}{\pi l_x \theta_x} \cdot \frac{\sin(\pi l_y \theta_y)}{\pi l_y \theta_y} \end{aligned}$$

L'intensité correspondante se calcule ensuite par $I_{L,n} = |u_{L,n}|^2$.

La figure 5.6 page suivante donne un profil schématique de l'intensité obtenue.

Le champ lointain est donc composé d'un réseau de pics de pas $\lambda/p_{x,y}$ modulé par une grande enveloppe de largeur $\lambda/l_{x,y}$ qui vient de la diffraction par le bord des pixels. Chacun de ces réseaux contient les 3 ordres diffractés par l'hologramme espacés les uns des autres par un angle α . Chacun de ces ordres est modulé par une enveloppe en fonction de Bessel (tache d'Airy) de largeur λ/R résultant de la diffraction par le bord circulaire de la figure d'interférence.

Le faisceau capté par la fibre au retour pour corriger les pistons de phase est l'ordre -1 comme indiqué sur la figure. Un très bon taux de remplissage de la caméra et du SLM par leurs pixels ($l_{x,y} \approx p_{x,y}$) permet d'éliminer les répliques des ordres de diffraction dans l'enveloppe gaussienne et ainsi de répartir toute l'énergie disponible sur les 3 ordres principaux de diffraction. On peut alors, dans ce cas obtenir une efficacité de diffraction proche du maximal théorique η de 6,25%.

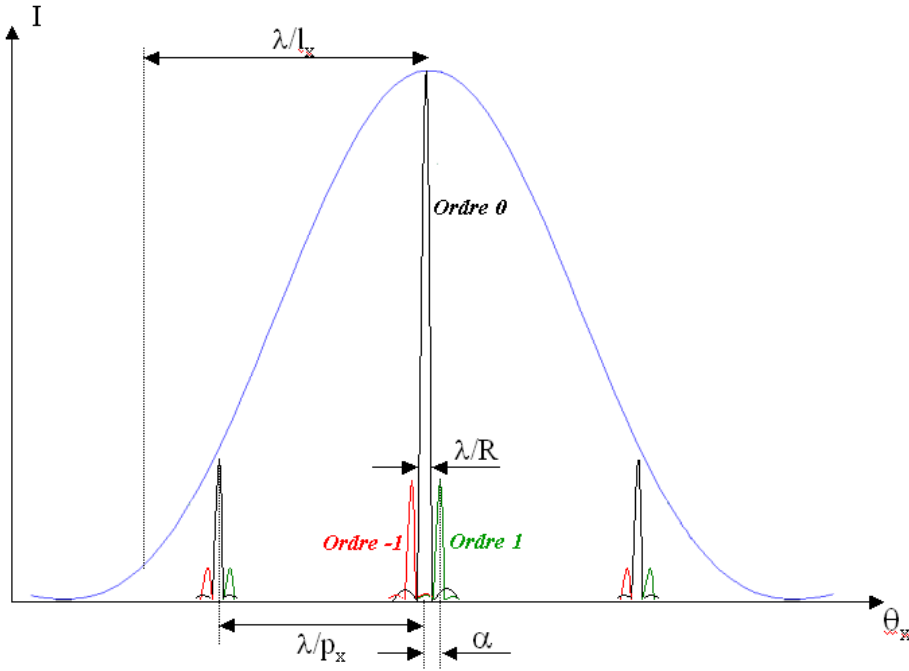


FIGURE 5.6: Profil d'intensité obtenu en champ lointain dans le cas de la lecture de l'hologramme avec un SLM en amplitude, avec un contraste $m_h = 1$.

Lecture en phase pure

Étudions maintenant le cas où le SLM fonctionne en phase pure.

On notera ϕ la différence entre le maximum et le minimum de la phase affichée par le SLM, avec $0 \leq \phi \leq 2\pi$. La transmission complexe de l'hologramme $t_n(x, y)$ a alors la forme suivante :

$$\begin{aligned} t_n(x, y) &\propto \exp \left[i (1 + \phi \cos(A)) \right] \cdot \text{disc}(r) \cdot \left(\Psi_{p_x, p_y}(x, y) * \Pi_{l_x, l_y}(x, y) \right) & (5.12) \\ &\propto \left[J_0(\phi) + iJ_1(\phi) [\exp(iA) + \exp(-iA)] \right] \cdot \text{disc}(r) \cdot \left(\Psi_{p_x, p_y}(x, y) * \Pi_{l_x, l_y}(x, y) \right) \\ &+ \text{termes d'ordres supérieurs} \end{aligned}$$

où $A = \frac{2\pi}{\lambda} \alpha x + (\varphi_r - \varphi_n)$ et J_0 et J_1 sont respectivement les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0 et 1.

Comme précédemment et avec les mêmes notations, l'éclairage de cette transmission complexe par l'onde de référence $u_{r,2}$ inclinée d'un angle $-\alpha$, puis sa propagation jusqu'au plan des fibres, fait apparaître les trois ondes principales diffractées, notées $u_{0,n}$, $u_{1,n}$ et $u_{-1,n}$, accompagnées d'ordres supérieurs.

$$\begin{aligned} u_{L,n}(\theta_x, \theta_y) &\propto Tf \left[(u_{0,n} + u_{1,n} + u_{-1,n}) \cdot \text{disc} \cdot \left(\Psi_{p_x, p_y} * \Pi_{l_x, l_y} \right) \right] (\theta_x, \theta_y) & (5.13) \\ &\propto \left[(u_{L(0,n)} + u_{L(1,n)} + u_{L(-1,n)}) * \text{Airy} * \left(\Psi_{1/p_x, 1/p_y} \cdot \text{Sinc} \right) \right] (\theta_x, \theta_y) \end{aligned}$$

$$\text{avec } \begin{cases} u_{0,n} = & J_0(\phi) \exp\left(i\left(-\frac{2\pi}{\lambda}\alpha x + \varphi_{r2}\right)\right) \\ u_{1,n} = & J_1(\phi) \exp\left(i\left(-\frac{2\pi}{\lambda}(2\alpha)x - \varphi_r + \varphi_{r2} + \varphi_n\right)\right) \\ u_{-1,n} = & J_1(\phi) \exp\left(i\left(\varphi_r + \varphi_{r2} - \varphi_n\right)\right) \end{cases} \quad (5.14)$$

Le rendement de diffraction en intensité de l'ordre -1 est donné par :

$$\eta = J_1^2(\phi) \quad (5.15)$$

Pour maximiser η , il faut paramétrer le SLM de façon à ce que $\phi = 1,84$ rad, qui correspond au maximum de la fonction J_1 . On atteint alors efficacité maximale de diffraction égale à 33,8% et l'ordre 0 a quasiment disparu.

L'allure de l'intensité du champ propagé au niveau des fibres est telle que décrite par la figure 5.7.

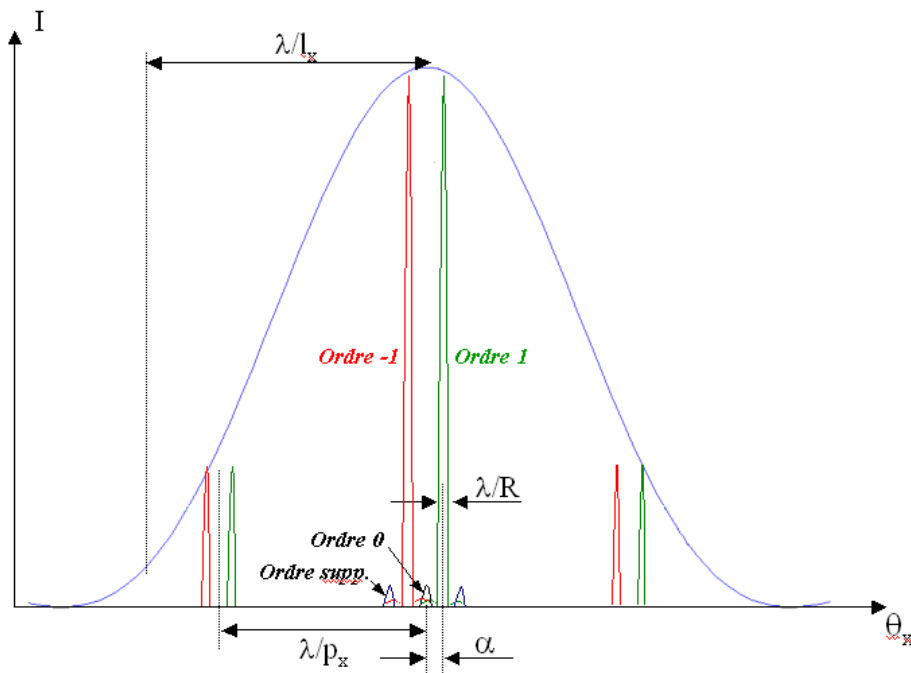


FIGURE 5.7: Profil d'intensité obtenu en champ lointain dans le cas de la lecture de l'hologramme avec un SLM en phase pure, avec $\phi = 1,84$ rad.

Comme précédemment le champ lointain est donc composé d'un réseau de pics de pas $\lambda/p_{x,y}$ modulé par une grande enveloppe de largeur $\lambda/l_{x,y}$ qui vient de la diffraction par le bord des pixels. Chacun de ces réseaux contient les 3 ordres diffractés par l'hologramme espacés les uns des autres par un angle α . Chacun de ces ordres est modulé par une enveloppe en fonction de Bessel (tache d'Airy) de largeur λ/R résultant de la diffraction par le bord circulaire de la figure d'interférence.

Le faisceau capté par la fibre au retour pour corriger les pistons de phase est l'ordre -1 comme indiqué sur la figure. Un très bon taux de remplissage de la caméra et du SLM par leurs pixels ($l_{x,y} \approx p_{x,y}$) permet d'éliminer les répliques des ordres de diffraction dans l'enveloppe gaussienne et ainsi répartir toute l'énergie disponible sur les 3 ordres principaux de diffraction. On peut alors, dans ce cas obtenir une efficacité de diffraction proche du maximum théorique η de 33,8%.

Effet d'un désalignement de la collimation sur l'écriture et la lecture de l'hologramme

Jusqu'à maintenant, nous avons considéré l'alignement {fibre+lentille de collimation} comme parfait. Une erreur d'alignement de la collimation de la fibre n ajoute un terme de phase supplémentaire $\varphi_{er,n}$ dans l'expression de l'onde objet u_o qui intervient dans les interférences lors de l'inscription de l'hologramme. L'intensité enregistrée prend donc la forme :

$$\begin{aligned} I_n(x, y) &= |u_r(x, y) + u_n(x, y)|^2 \\ &\propto \left[1 + m \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \alpha x + (\varphi_r - \varphi_n - \varphi_{er,n}(x, y)) \right) \right] disc(r) \end{aligned} \quad (5.16)$$

Pour fixer les idées, nous avons considéré ici quelques erreurs d'alignement classiques.

1. Dans le cas d'un décalage entre l'axe de la fibre et l'axe de la lentille, le faisceau reste globalement une onde plane, mais subit, au premier ordre, une déflexion. Ainsi, il arrive sur le plan d'interférence avec une incidence différente de la normale et l'orientation et le pas des franges enregistrées est modifié.
2. Dans le cas d'une erreur de focalisation, le terme de phase ajouté au premier ordre correspond à une onde sphérique. Les franges d'interférence enregistrées prennent alors la forme d'anneaux concentriques.

La figure 5.8 page ci-contre résume l'effet de ces erreurs d'alignement sur l'hologramme enregistré :

Lors de la lecture de l'hologramme, l'ordre -1 de diffraction tient compte des erreurs d'alignement :

– Lecture en Amplitude :

$$u_{ampl(-1,n)} = \frac{m_h}{4} \exp \left(i(\varphi_r + \varphi_{r2} - \varphi_n - \varphi_{er,n}(x, y)) \right) \quad (5.17)$$

– Lecture en Phase :

$$u_{pha(-1,n)} = J_1(\phi) \exp \left(i(\varphi_r + \varphi_{r2} - \varphi_n - \varphi_{er,n}(x, y)) \right) \quad (5.18)$$

Les erreurs d'alignement seront donc compensées par le procédé de conjugaison de phase, au même titre que les erreurs de piston de phase entre les fibres.

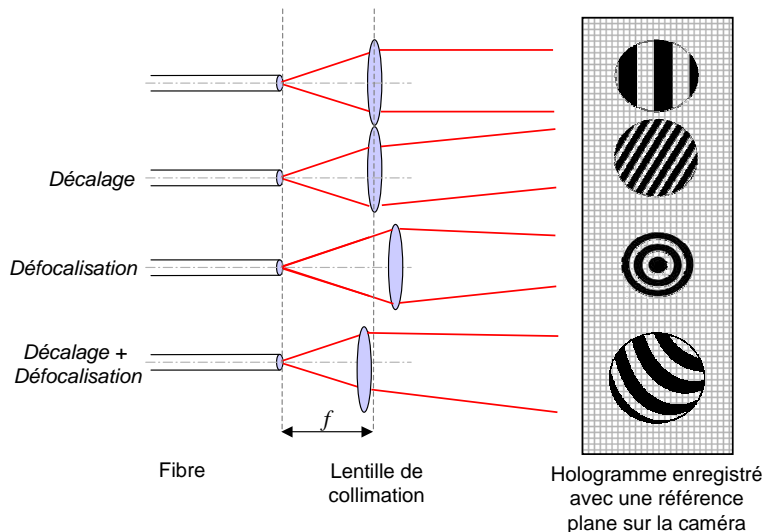


FIGURE 5.8: Quelques exemples d'erreurs d'alignement de la collimation et leurs effets sur l'hologramme enregistré

5.2.b. Simulations numériques

Présentation

Le paragraphe suivant a pour objet la simulation numérique des processus d'écriture et de lecture des hologrammes numériques, dont le but est d'étudier l'impact de divers paramètres physiques qu'il faudra prendre en compte dans le cadre d'une réalisation pratique.

Pour commencer, il est nécessaire de rappeler les conditions dans lesquelles l'étude théorique a été élaborée :

- Les ondes mises en jeu sont considérées comme des ondes planes parfaites.
- La répartition gaussienne de l'amplitude du champ issu des fibres a été négligée.
- Les éventuelles zones de l'hologramme non couvertes par la modulation (c'est-à-dire en dehors du cercle qui contient les franges d'interférences) ont été négligées à la lecture.
- La résolution de la caméra est supposée identique à celle du SLM.

Sous ces hypothèses, la simulation donne des résultats similaires à ceux prévus par les équations, comme illustré par la figure 5.9 page suivante. Dans cet exemple, les deux ondes sont supposées parfaitement planes, avec une répartition d'amplitude constante et séparées d'un angle $\alpha = 1^\circ$. La caméra et le SLM comportent 200×200 pixels carré de $8\mu\text{m}$ de coté considérés comme jointifs. Les zones non modulées par les franges d'interférences ont été négligées. Nous retrouvons ici les efficacités de diffraction sur l'ordre -1 théoriques attendues ($\eta = 6\%$ pour une lecture en amplitude et $\eta = 33\%$ pour une lecture en phase).

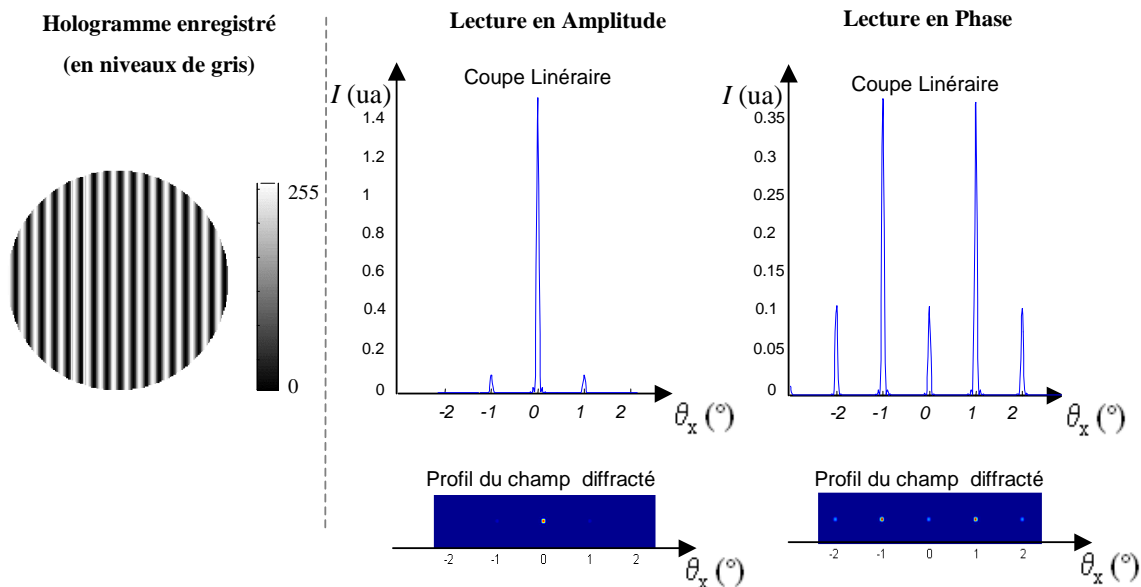


FIGURE 5.9: Exemple de simulation numérique de l'écriture et de la lecture de l'hologramme numérique sous les hypothèses de l'étude théorique. Dans cet exemple, $\alpha = 1^\circ$, $R = 0,75\text{mm}$, $l_x = l_y = p_x = p_y = 8\mu\text{m}$, $N_x = N_y = 200$. Le résultat donne des efficacités de diffraction sur l'ordre -1 $\eta = 6\%$ avec une lecture amplitude (avec $m_h = 1$) et $\eta = 33\%$ avec une lecture en phase (avec $\phi = 1,84\text{rad}$).

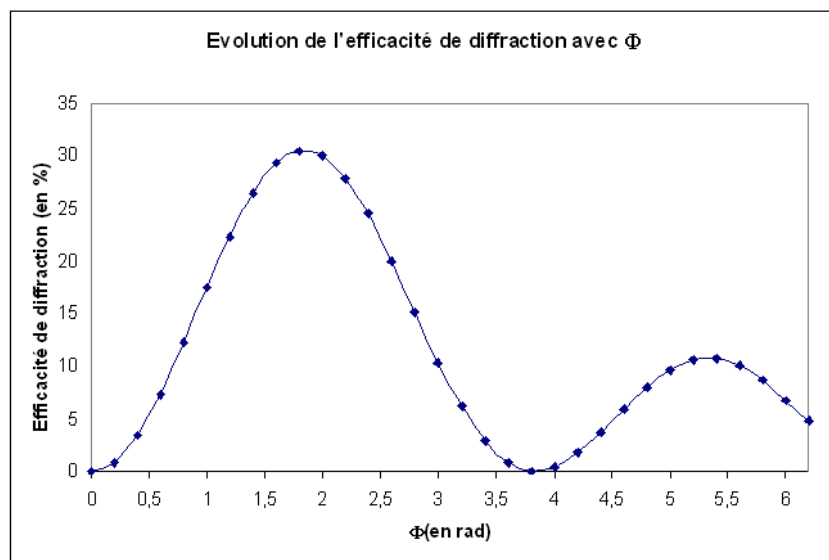


FIGURE 5.10: Evolution de l'efficacité de diffraction sur l'ordre -1 en fonction du facteur ϕ , différence entre le maximum et le minimum de la phase affichée par le SLM.

Étant donné le gain en terme d'efficacité de diffraction sur l'ordre -1, on ne considérera plus, dans la suite de cet exposé, que la lecture de l'hologramme en phase pure. La courbe de la figure 5.10 montre l'évolution de l'efficacité de diffraction sur un hologramme de phase pure dans ces conditions, en fonction de la valeur de ϕ , qui est la différence entre le maximum et le minimum de la phase affichée par le SLM. Comme prévu par la théorie,

le maximum est atteint pour une valeur de $\phi = 1,84$ rad.

Ces premiers résultats sont conformes à ce qui était prévu théoriquement dans le paragraphe précédent. L'objectif est maintenant d'affiner le modèle numériquement en lui ajoutant des paramètres non pris en compte lors de la mise en place du modèle théorique. Ainsi, il sera possible de se rapprocher d'un système physique plus réaliste.

Compléments au modèle

Effet des zones "mortes" de l'hologramme

Dans un premier temps, nous allons prendre en compte les zones non couvertes par la modulation lors de la lecture de l'hologramme numérique.

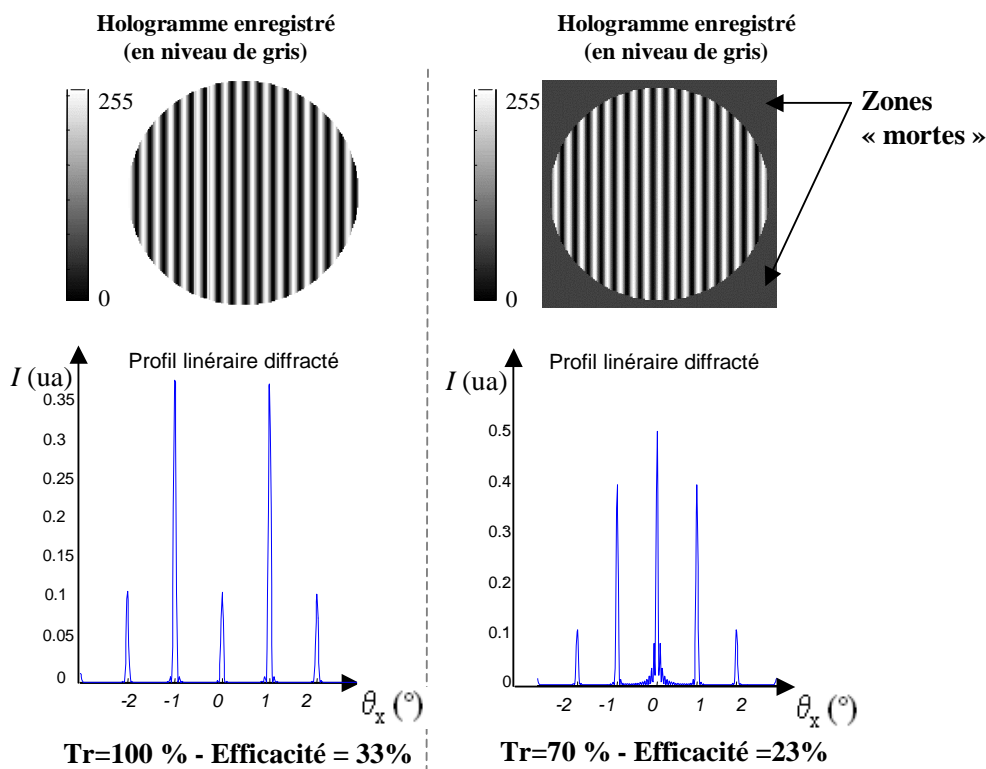


FIGURE 5.11: Exemple de l'influence du taux de remplissage de l'hologramme par la modulation sur la figure de diffraction. TR représente le taux de remplissage considéré

En effet, les faisceaux circulaires intervenant dans l'enregistrement de l'hologramme ne remplissent pas l'intégralité du support d'enregistrement carré. Les zones "mortes" de l'hologramme qui ne contiennent aucune modulation vont simplement réfléchir, ou transmettre (suivant le type de SLM) la lumière lors de la lecture en alimentant l'ordre 0 de diffraction, comme illustré par la figure 5.11. Le rendement de diffraction théorique devra être multiplié par le rapport des surfaces faisceaux/capteur, aussi appelé taux de remplissage (TR).

Ainsi, une répartition spatiale des fibres collimatées judicieusement choisie permettra d'optimiser TR suivant la forme du faisceau de lecture de l'hologramme. Deux exemples de dispositions possibles sont montrés dans la figure 5.12.

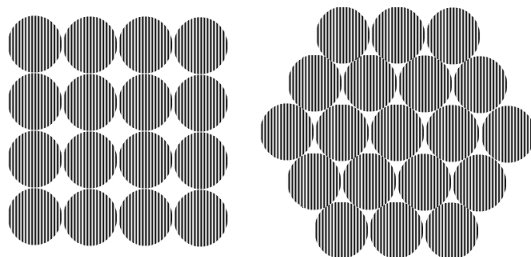


FIGURE 5.12: Exemples de disposition possible des fibres pour l'enregistrement de l'hologramme. Dans le cas où le faisceau de lecture est à section circulaire, la disposition hexagonale des fibre (à droite sur la figure) est celle qui optimisera au mieux TR

Effet de la répartition gaussienne de l'intensité des faisceaux

Pour nous rapprocher encore plus de la réalité, nous allons maintenant considérer la répartition gaussienne du champ en sortie de fibre. En effet, jusqu'à maintenant, nous avons considéré que chaque fibre émettait un faisceau circulaire d'amplitude et de phase constante. Dans la réalité, le faisceau issu d'une fibre monomode (faisceau objet) peut être approximé par une onde sphérico-gaussienne [26]. Ainsi, l'amplitude du champ à considérer n'est pas uniforme et par conséquent, l'efficacité de diffraction ne sera pas uniforme sur la totalité de l'hologramme. L'efficacité de diffraction maximale théorique $\eta = 33,8\%$ n'est donc valable que localement au centre de l'hologramme de chaque fibre et va en décroissant quand on s'approche des bords de l'hologramme. La figure 5.13 page suivante illustre cette idée par un exemple, avec $\phi = 1,84$ rad à la lecture. Le faisceau gaussien considéré ici (à $1,55\mu\text{m}$) a été généré par une fibre monomode d'ouverture numérique $ON = 0,1$ collimatée par une lentille supposée parfaite, de longueur focale $f = 5,7\text{mm}$. Dans cet exemple précis, l'efficacité de diffraction passe de $\eta = 23\%$ à $\eta = 10\%$.

L'efficacité de diffraction variable sur l'hologramme a une conséquence sur le réglage du facteur ϕ du SLM. En effet, la valeur de $1,84$ rad n'est optimale que pour le point central de l'hologramme, qui est le point où les franges sont les plus contrastées. Il existe une valeur optimale de ϕ pour chaque point de l'hologramme, en fonction du contraste local de l'hologramme. Il existe donc une valeur de ϕ moyenne qui optimise l'efficacité de diffraction pour l'hologramme entier. La figure 5.14 page ci-contre montre l'évolution de l'efficacité de diffraction sur l'ordre -1 de l'hologramme enregistré dans les conditions décrites précédemment, en fonction de la valeur de ϕ . Sur cet exemple, le maximum de diffraction est obtenu pour $\phi \approx \pi$ rad et la valeur maximale de l'efficacité de diffraction

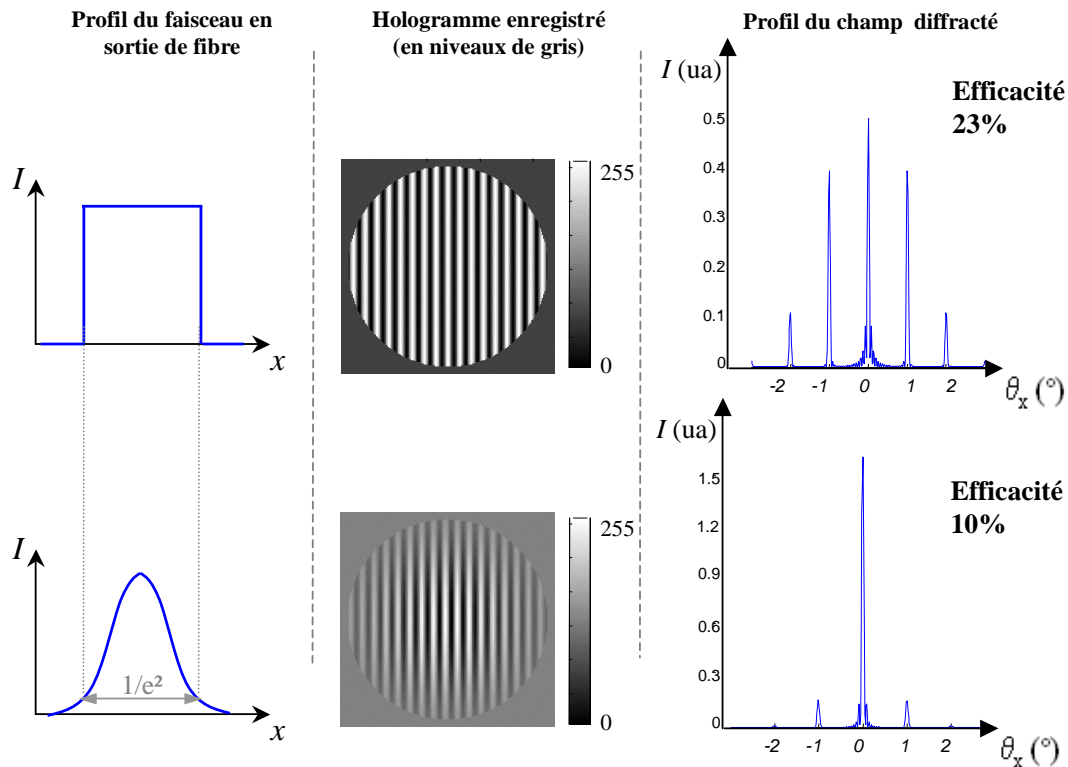


FIGURE 5.13: Exemple de l'influence de la structure gaussienne du champ issu des fibres sur la figure de diffraction.

est de $\eta = 14,2\%$.

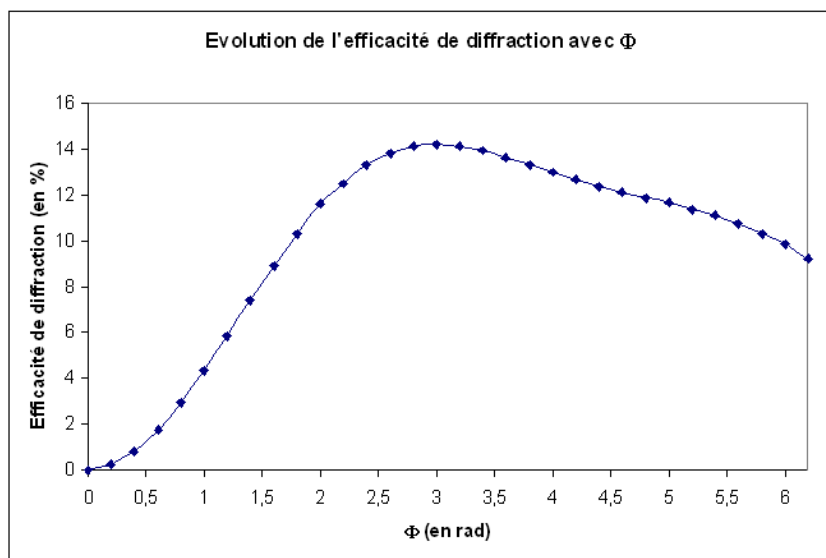


FIGURE 5.14: Evolution de l'efficacité de diffraction sur l'ordre -1 en fonction du facteur ϕ , différence de modulation de la phase affichée par le SLM.

La figure 5.15 page suivante détaille l'ordre -1 de diffraction, qui correspond au faisceau conjugué en phase destiné à être ré-injecté dans la fibre. Celui-ci doit être de profil

parfaitement gaussien pour se superposer avec le mode de la fibre et ainsi être couplé correctement. D'après la simulation, le profil simulé présente une erreur inférieure au pourcent par rapport à une gaussienne parfaite.

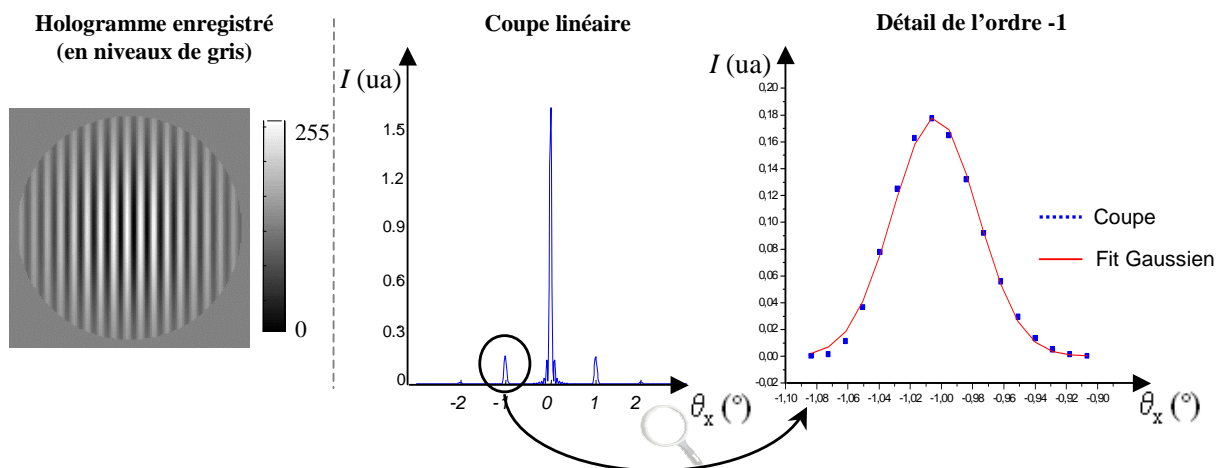


FIGURE 5.15: Détail de l'ordre -1 du profil de diffraction de l'hologramme. La courbe rouge représente la gaussienne la plus proche des données du profil.

Vers une augmentation de l'efficacité de diffraction

Le modèle précédent nous a montré que l'efficacité de diffraction η sur l'ordre -1 est relativement faible. Une façon de l'optimiser passe par l'augmentation du contraste de l'image entre l'enregistrement par la caméra et son affichage par le SLM, de façon à limiter l'influence de la structure gaussienne de l'amplitude des faisceaux issus des fibres.

En effet, nous avons vu précédemment que l'information du déphasage entre les fibres est donnée uniquement par la position relative des franges d'interférences (figure 5.16 page ci-contre). En conséquence, la dynamique de l'hologramme en terme de niveaux de gris n'influe guère sur la précision de correction des pistons de phase.

Une augmentation du contraste telle que décrite par la figure 5.17 page suivante lors de l'affichage de l'image par le SLM revient à approcher la forme sinusoïde modulée par une gaussienne qu'enregistre la caméra par une fonction relativement proche du créneau régulier sur toute la surface couverte par le faisceau. Cette opération présente plusieurs avantages :

- La théorie montre une efficacité théorique sur les ordres ± 1 de diffraction égale à 40,5% pour une transmission créneau parfaite, avec $\phi = \pi/2$ [55], à moduler par le

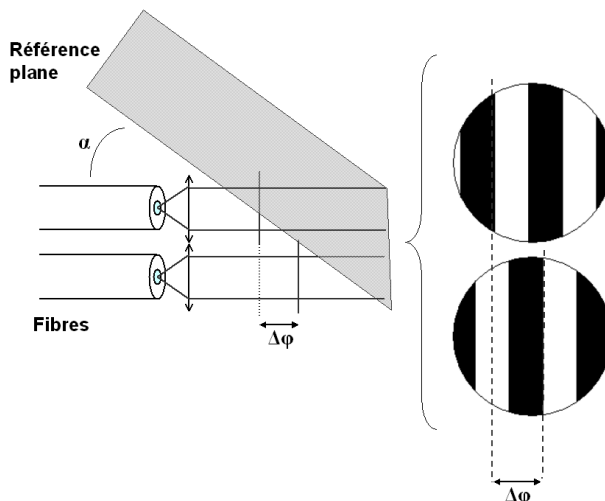


FIGURE 5.16: Représentation de l'information du déphasage entre les fibres sur l'hologramme enregistré.

taux de remplissage TR .

- La structure gaussienne de l'amplitude des faisceaux est réduite, optimisant l'efficacité de diffraction en pratique.
- En travaillant sur moins de niveaux de gris, l'affichage de l'image par le SLM peut être plus rapide. En extrapolant cette idée, il est possible d'utiliser des composants SLM binaires très rapides (MEMS ou cristaux liquides ferroélectriques par exemple) pour effectuer la correction de la phase des fibres.

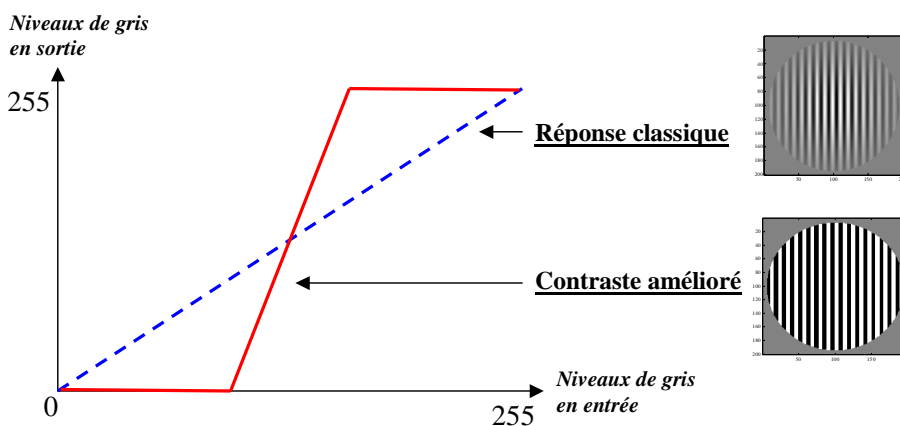


FIGURE 5.17: Principe schématique de l'augmentation de contraste

Outre une amélioration de l'efficacité, la conséquence de ce traitement est que le profil des faisceaux diffractés sur les ordres ± 1 n'est logiquement plus gaussien, mais plutôt du type tache d'Airy. Pour évaluer la perte induite au niveau du couplage de l'ordre -1 dans sa fibre, il est nécessaire de comparer le profil obtenu avec le profil gaussien idéal.

La figure 5.15 page ci-contre montre une simulation de la figure de diffraction de l'ho-

logramme obtenu après le traitement de l'image. L'efficacité de diffraction sur l'ordre -1 obtenue dans cet exemple est de $\eta = 25\%$. On remarque que le profil obtenu reste très proche d'une gaussienne. La perte d'énergie occasionnée au couplage sera alors négligeable.

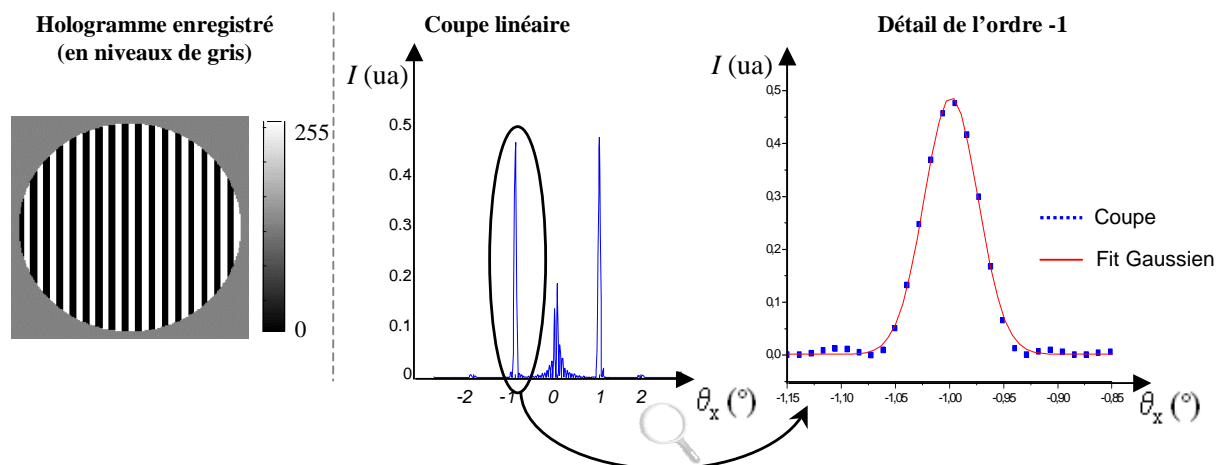


FIGURE 5.18: Détail de l'ordre -1 du profil de diffraction de l'hologramme. La courbe rouge représente la gaussienne la plus proche des données du profil.

5.3 Validation expérimentale du concept

5.3.a. Présentation du montage

Maintenant que la théorie a été établie, le but de ce paragraphe est de présenter une validation expérimentale de la technique de correction de la phase des fibres par holographie numérique. Cette expérience, réalisée à $1,06\mu\text{m}$ sur 3 fibres passives à maintien de polarisation, constitue la première étape nécessaire avant l'application de la méthode sur un grand nombre de fibres amplificatrices.

Pour ce faire, nous avons réalisé le montage décrit par la figure 5.19 page suivante, que nous allons décrire progressivement, fonction par fonction.

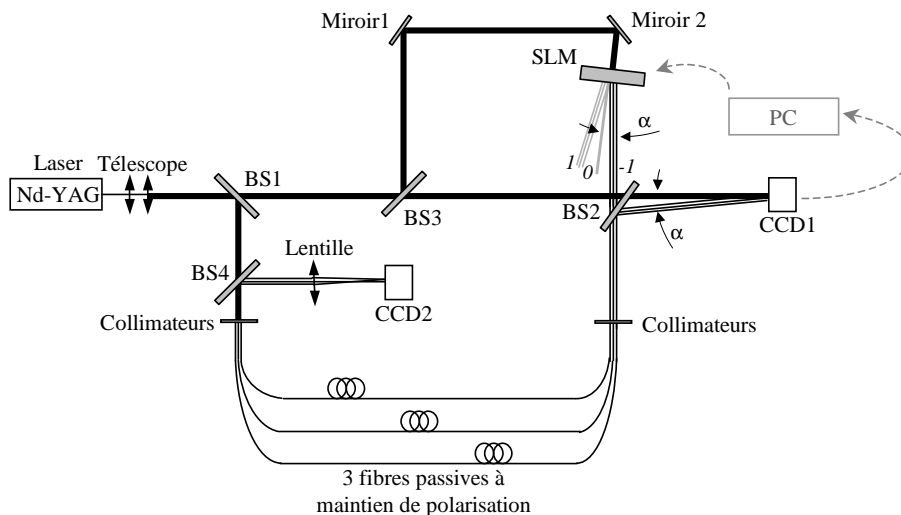


FIGURE 5.19: Schéma du montage à réaliser. BS1, BS2, BS3, BS4 représentent des lames semi-réfléchissantes, CCD1 et CCD2 sont deux caméras CCD.

Écriture de l'hologramme

L'oscillateur maître est un laser Nd :YAG émettant un faisceau continu à $1,06\mu\text{m}$ avec une largeur de raie 10kHz, qui lui confère une longueur de cohérence très largement suffisante pour réaliser l'expérimentation. Celui-ci est équipé en sortie d'un isolateur pour assurer sa protection vis-à-vis d'un éventuel faisceau qui se propagerait en sens inverse. Le faisceau laser est ensuite étendu en une onde plane de 1,5mm de diamètre qui nous servira de référence pour la suite. Avec une première lame semi-réfléchissante (BS1), on prélève une portion de la référence qui sera couplée dans les trois fibres à l'aide de trois collimateurs de longueur focale $f = 11\text{mm}$. Les fibres utilisées ici sont des fibres commerciales monomodes à maintien de polarisation, de type PANDA. En pratique, comme chaque fibre équipée de son collimateur est insérée dans une monture individuelle, il est nécessaire de découper spatialement la référence en trois sous références de petite section à l'aide de prismes pour parvenir à coupler les trois fibres sur la même référence (figure 5.20 page suivante).

Après propagation dans les fibres et collimation, on obtient, en ré-utilisant la technique à base de prismes utilisée lors du couplage, un front d'onde segmenté représentatif du déphasage relatif entre les 3 fibres. Grâce à l'emploi d'une deuxième lame semi-réfléchissante (BS2), celui-ci interfère avec une autre portion de l'onde de référence sur la caméra CCD1 (figure 5.21 page suivante).

Dans cette expérience, nous avons à notre disposition une caméra CCD monochrome PULNIX TM 560, comportant 720×576 pixels de $8\mu\text{m}$ de côté. L'angle d'inscription des interférences est d'environ $0,25^\circ$, ce qui aboutit à un pas de frange de $240\mu\text{m}$ environ sur le plan de la caméra, soit ≈ 30 pixels par franges.

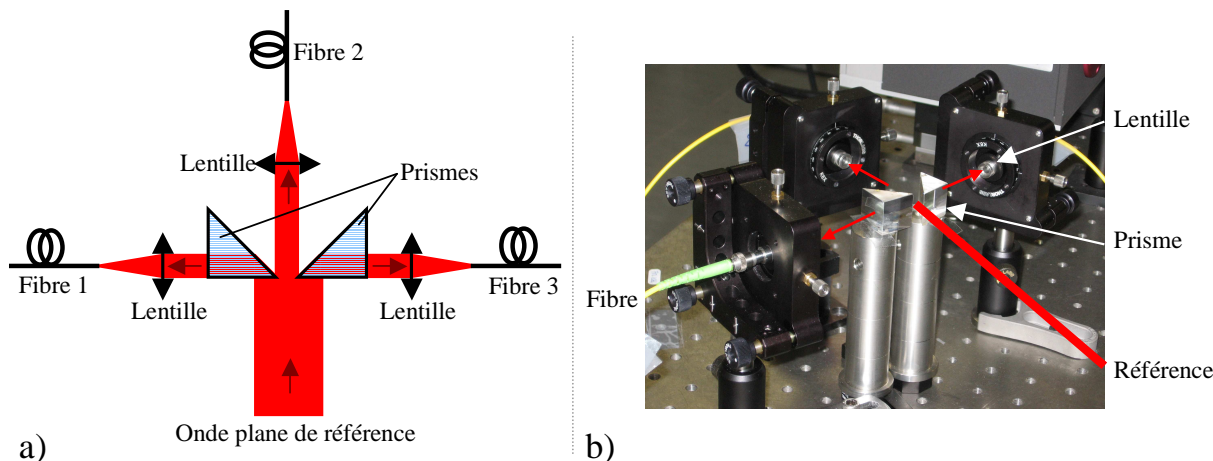


FIGURE 5.20: Schéma (a) et photo (b) du procédé de couplage de l'onde plane de référence dans les trois fibres.

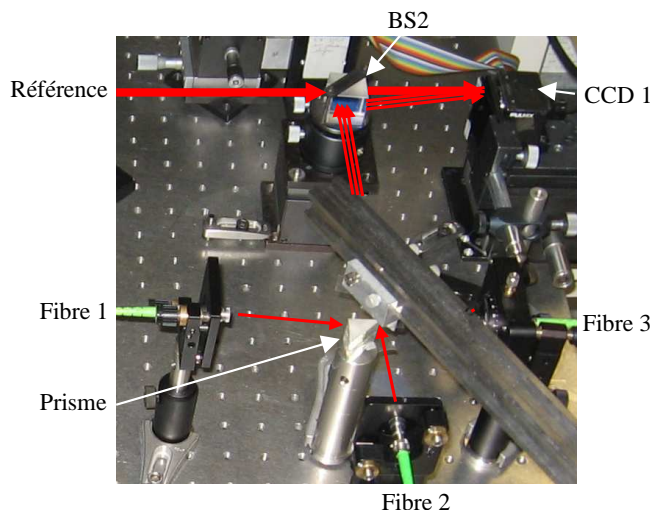


FIGURE 5.21: Détail de l'enregistrement de l'hologramme

Transfert du signal de la caméra vers le SLM

Après acquisition par la caméra, le signal vidéo est transféré à un ordinateur via une carte d'acquisition Analogique - Numérique.

Le SLM que nous avons à notre disposition s'utilise comme un écran externe branché sur l'ordinateur du laboratoire en complément du moniteur principal. Le pilotage simultané de ces deux éléments est possible grâce au mode "clone" de la carte graphique qui équipe l'ordinateur (figure 5.22 page ci-contre). Ce montage nous permet de contrôler l'image affichée par le SLM sur le moniteur principal de l'ordinateur.

Dans cette architecture, il est possible de réhausser le contraste de l'image de façon à optimiser l'efficacité de diffraction de l'hologramme, comme décrit dans le chapitre précédent. Pour ce faire, nous avons utilisé Portanum¹, qui est un logiciel d'aide à la vision conçu

1. <http://www.portanum.com/siteAccessible/index.html>

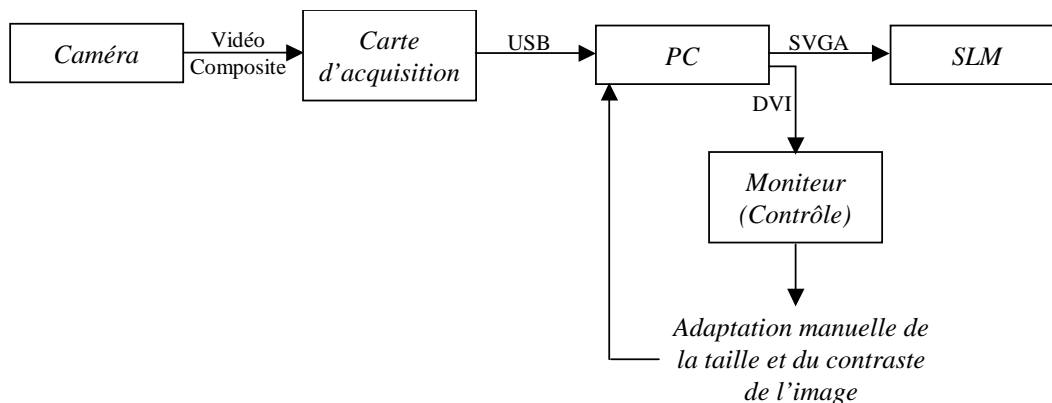


FIGURE 5.22: Représentation schématique du transfert du signal de la caméra vers le SLM, tel que réalisé dans la pratique

pour les personnes mal-voyantes, développé par Thales. Il permet d'effectuer des traitements simples sur des images à cadence vidéo telles que l'augmentation de la luminosité, du contraste ou de la netteté.

Dans cette première expérience, nous avons utilisé un SLM en amplitude à cristaux liquides, comportant 800×600 pixels de $20\mu\text{m}$ de côté. Comme les pixels de la caméra à l'enregistrement ne faisaient que $8\mu\text{m}$ de côté, il est nécessaire de faire une adaptation de la taille de l'image à afficher afin d'assurer un grandissement égal à 1 entre l'image enregistrée et l'image affichée par le SLM. La différence de taille des pixels implique une perte de résolution sur l'image affichée. Chaque frange ne comporte plus qu'une douzaine de pixels, résolution qui reste cependant suffisante pour assurer la correction de phase.

Lecture de l'hologramme et contrôle de la mise en phase

Pour effectuer la lecture de l'hologramme ainsi généré, on prélève une nouvelle portion de l'onde de référence à l'aide d'une troisième lame semi-réfléchissante (BS3). L'ordre -1 de diffraction qui contient les informations de phase conjuguée, est ensuite couplé dans les fibres en sens inverse, de façon à pré-compenser les variations de phase des fibres détectées lors de l'écriture (figure 5.23 page suivante).

Ici, le coeur des fibres joue le rôle de filtre spatial et empêche le couplage des autres ordres de diffraction. Ceci implique une difficulté d'alignement : en effet, les différents ordres ne sont pas différenciables à l'oeil nu car l'angle qui les sépare est très faible ($\approx 0,25^\circ$). La procédure à adopter est alors la suivante :

1. Faire l'alignement du faisceau de lecture avec la réflexion de la référence sur la lame semi-réfléchissante BS2, sans SLM.
2. Placer le SLM. On réalise ainsi facilement le couplage de l'ordre 0 de diffraction dans les fibres.
3. A l'aide du miroir de réglage situé derrière le SLM, on incline légèrement le faisceau de lecture de façon à coupler l'ordre -1 dans les fibres.

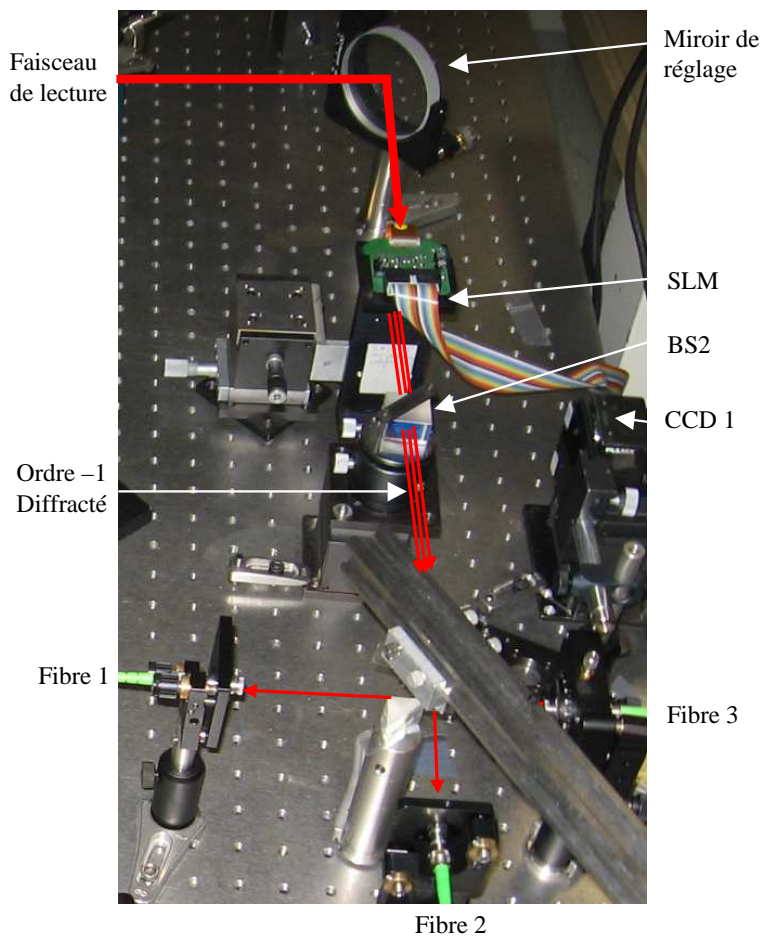


FIGURE 5.23: Détail de la lecture de l'hologramme. Pour plus de clarté, seul l'ordre -1 de diffraction apparaît sur cette figure.

Il est à noter que, pour assurer un couplage optimal, les distances $\{BS2\text{-Caméra}\}$ et $\{BS2\text{-SLM}\}$ doivent être identiques.

Après propagation, les faisceaux corrigés en phase sont observés en champ lointain, au foyer d'une lentille de longue focale, sur la caméra $CCD2$ pour contrôler la qualité de mise en phase obtenue. Les résultats obtenus seront décrits dans la partie suivante.

Récapitulatif

La photo 5.24 page ci-contre montre une vue globale du montage tel qu'il a été réalisé dans le laboratoire, qui récapitule l'ensemble des fonctions nécessaires à la mise en phase des 3 fibres par holographie numérique. Pour une meilleure compréhension, les fonctions d'écriture et de lecture de l'hologramme ont été symbolisées par des faisceaux de différentes couleurs sur la photo. Il est à noter que ces opérations ont lieu simultanément.

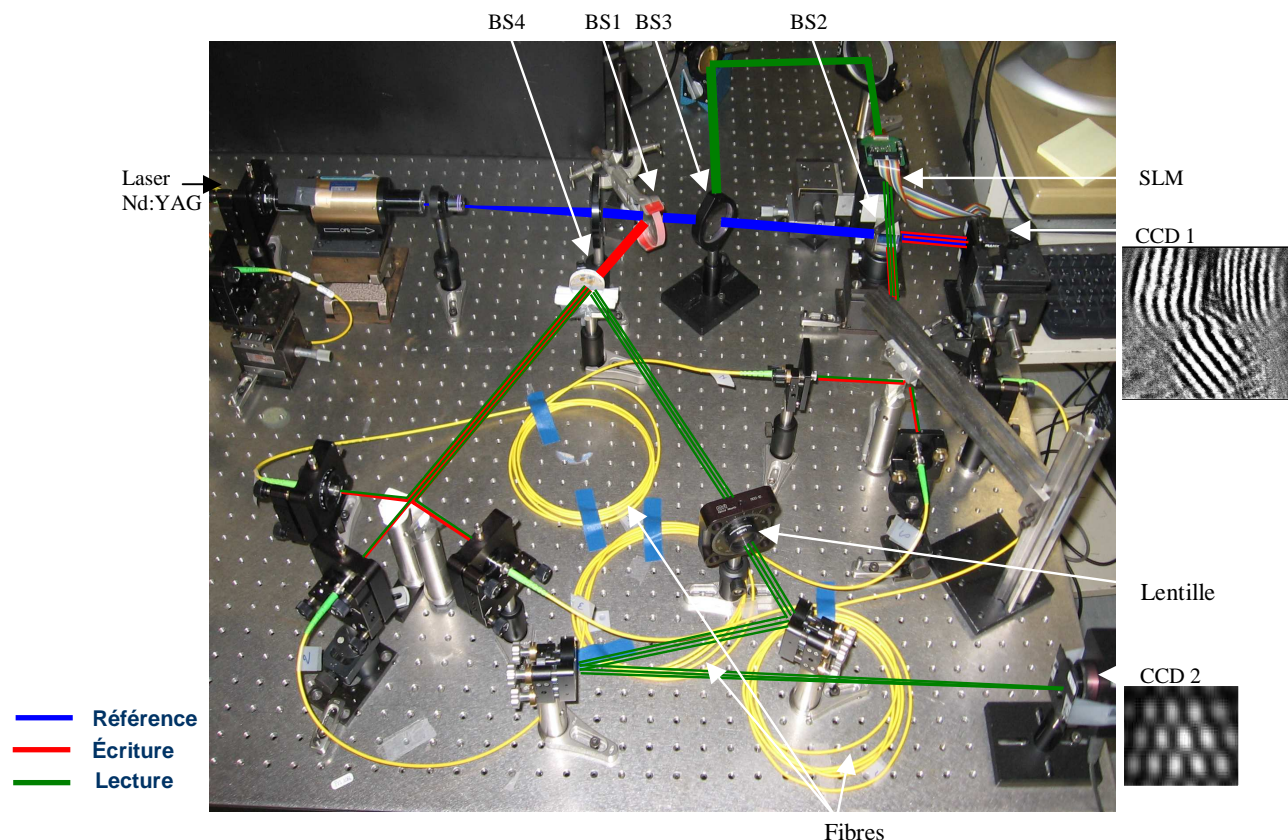


FIGURE 5.24: Photo du montage réalisé dans le laboratoire, comprenant la référence et les faisceaux d'écriture et de lecture de l'hologramme. Pour plus de clarté, seul l'ordre -1 de diffraction apparaît sur cette figure.

5.3.b. Résultats expérimentaux

Mesures qualitatives

L'hologramme typique enregistré par CCD1 dans notre expérimentation est tel que décrit dans la figure 5.25 page suivante, à gauche. On distingue, sur cette image, 3 grandes zones qui correspondent aux interférences des 3 faisceaux issus des fibres avec la référence commune. On peut constater sur cette figure que le pas et l'orientation des franges sont différents d'une fibre à l'autre, ce qui témoigne d'imperfections lors de la collimation. Ces erreurs seront naturellement compensées par le procédé de conjugaison de phase numérique qui est à la base de cette technique.

Pour contrôler la mise en phase effective des trois faisceaux, on les observe en champ lointain au foyer d'une lentille. La figure typique obtenue est telle que décrite sur la figure 5.25 page suivante, à droite. Elle est constituée de 3 jeux de franges rectilignes qui correspondent chacun à l'interférence de deux ondes planes, dans 3 directions différentes. Lorsque les faisceaux sont parfaitement corrigés en phase, cette figure d'intensité doit être parfaitement stable dans le temps, ce qui était pratiquement toujours le cas dans notre laboratoire, car les fluctuations thermiques n'étaient pas suffisantes pour provoquer un

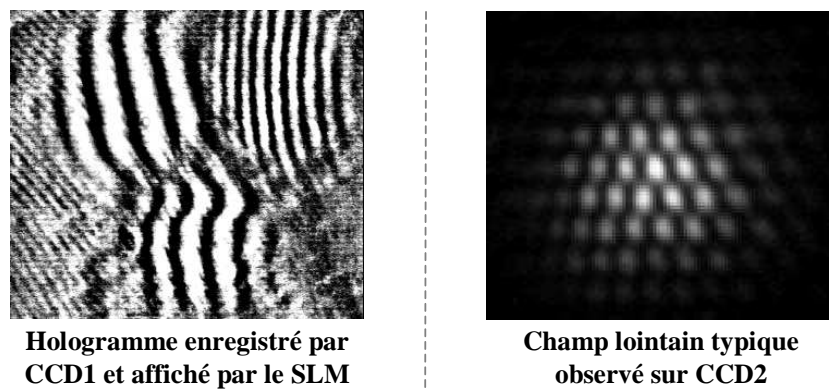


FIGURE 5.25: Hologramme enregistré et allure du champ lointain sur la caméra CCD2.

déphasage significatif entre les fibres.

Ainsi, afin de prouver l'efficacité de la technique de mise en phase des fibres, nous avons créé volontairement un déphasage de plusieurs longueurs d'onde en chauffant les fibres avec une lampe. Comme prévu, ce déphasage se répercute par une translation des franges d'interférences sur l'hologramme enregistré sur la caméra CCD1, tel qu'illustré par la figure 5.26.

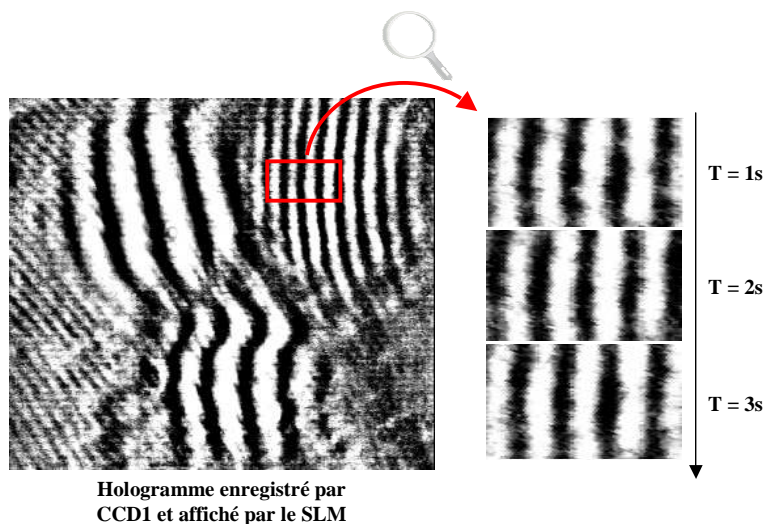


FIGURE 5.26: Détail de la translation des franges d'interférences enregistrées sous l'effet d'un déphasage volontaire sur une fibre.

Les photos de la figure 5.27 page ci-contre ont été obtenues avec un temps d'intégration de 15 secondes sur la caméra CCD2. Dans le cas de la figure de gauche, la méthode fonctionnait normalement. Pour comparaison, la figure de droite a été obtenue dans les mêmes conditions, sans correction de la phase. Pour ce faire, nous avons figé l'acquisition de la caméra CCD1 sur une image fixe et laissé la phase évoluer dans les fibres. Le constat est le suivant : sur la figure de gauche, on constate que la figure d'interférence est parfaitement

stable dans le temps, ce qui témoigne de l'efficacité de la technique holographique. Sur la figure de droite, on obtient, une image floue qui témoigne du déplacement des franges dans le champ lointain non corrigé en phase.

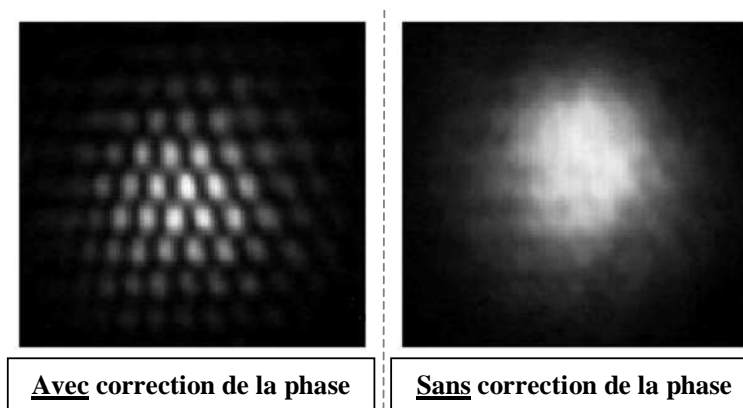


FIGURE 5.27: Intensité du champ lointain intégrée sur 15 secondes dans le cas où les fibres sont corrigées en phase et dans le cas où la correction est arrêtée.

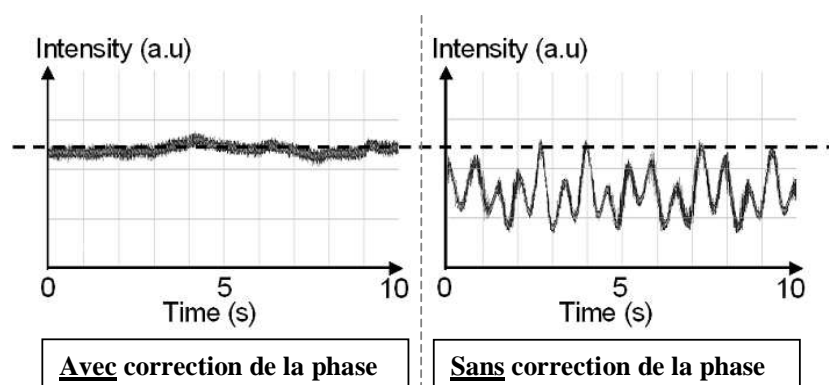


FIGURE 5.28: Evolution dans le temps de l'intensité du lobe central dans le cas où les fibres sont corrigées en phase et dans le cas où la correction est arrêtée.

La performance dynamique de la technique a également été mesurée en plaçant une photodiode sur le lobe central du champ lointain. La figure 5.28 présente les variations de l'intensité du lobe central dans le temps avec et sans correction. Le résultat est sans appel : la correction permet effectivement d'avoir une figure d'intensité stable, ce qui démontre le bon fonctionnement de la technique de correction de phase.

Mesures quantitatives

Précision sur la mise en phase

D'après les simulations de la première partie de ce manuscrit, la précision de mise en phase nécessaire à une bonne recombinaison en champ lointain est $\lambda/10$. Cette précision

a été atteinte expérimentalement.

Pour le vérifier, il suffit de regarder l'évolution de la figure de champ lointain observée sur la caméra CCD2. Le pas des franges qui la constitue est d'une dizaine de pixels. Lors du chauffage des fibres avec la lampe, on remarque que cette figure reste parfaitement stable au pixel près, au cours du temps.

Temps de réponse

Les composants utilisés dans ce montage fonctionnent au mieux à cadence vidéo. Nous n'avons donc pu corriger que des erreurs de phase compatibles avec cette cadence. Cette performance pourrait être largement améliorée par l'utilisation de composants rapides (Caméra kilohertz + MEMS ou cristaux liquides ferroélectriques, par exemple) pour atteindre des cadences de correction compatibles avec le bruit de phase des fibres amplificatrices [29].

Efficacité

Lors de cette réalisation, nous avons obtenus des faisceaux corrigés en phase de quelques micro-watts, ce qui correspond à une efficacité globale (diffraction + couplage dans les fibres) de l'ordre de 1% sur le faisceau de lecture. Ce résultat très modeste a plusieurs origines :

- Notre SLM à cristaux liquides fonctionne en amplitude seulement. Malgré l'augmentation du contraste, la théorie montre que l'efficacité de diffraction d'un hologramme d'amplitude ne peut dépasser quelques pourcents.
- La transmission du SLM n'est pas optimisée pour une utilisation à la longueur d'onde de $1\mu\text{m}$.
- Le remplissage de l'hologramme fait apparaître des "zones mortes".

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé de façon théorique les processus d'écriture et de lecture des hologrammes numériques destinés à corriger le piston de phase des fibres lasers. Cette étude nous a permis de déterminer les paramètres qu'il importe d'optimiser dans le cadre d'une réalisation pratique.

L'utilisation d'un hologramme d'amplitude aboutit à une restitution fidèle du profil de phase des fibres, mais présente une efficacité de diffraction sur l'ordre -1 très faible. Un hologramme de phase pure permet d'obtenir des rendements plus importants.

Cependant, cette efficacité reste relativement limitée en prenant en compte le taux de remplissage et la structure gaussienne des faisceaux).

Comme le déphasage relatif des fibres est codé dans la position des franges d'interférences et non dans la dynamique de l'hologramme, une façon de contourner la difficulté

est de faire une augmentation du contraste de l'image enregistrée par la caméra avant son affichage sur le SLM. Ainsi, on peut approcher la figure d'interférence par une figure en créneau qui présente une efficacité de diffraction sur l'ordre -1 nettement améliorée.

L'expérimentation nous a permis de valider en pratique le concept de mise en phase collective des fibres par holographie numérique. Une précision de correction à $\lambda/10$ près a pu être observée malgré des variations de phase de plusieurs longueurs d'onde. Une efficacité de diffraction de quelques pourcents a été obtenue expérimentalement sur l'ordre -1 avec notre SLM en amplitude. Cette efficacité peut être largement améliorée par l'utilisation d'un SLM en phase pure (voir annexe A).

Ces résultats ont été obtenus à cadence vidéo, mais nous avons vu que la limitation sur ce point ne vient que des composants utilisés lors de l'expérimentation, sachant que des composants plus rapides sont disponibles sur le marché.

Conclusion générale

Les travaux de ce mémoire ont porté sur la recombinaison cohérente d'un grand nombre de faisceaux laser. Nous dressons ici un bilan des principales réalisations effectuées au cours de cette thèse, que nous discuterons. Puis, nous dégagerons des perspectives intéressantes à suivre à plus ou moins long terme sur ce sujet.

Pour rappel, le principe de la recombinaison cohérente repose sur les interférences constructives d'un réseau de fibres laser disposées côte-à-côte et dont on doit régler la phase.

Après avoir fait une revue des réalisations des différents acteurs sur le sujet, nous avons constaté que :

- Les techniques passives de contrôle de la phase, de par leur mode de fonctionnement même, ne sont pas adaptées à la mise en phase d'un grand nombre de fibres.
- Les techniques par contrôle actif de la phase peuvent être de bons candidats car elles ne sont théoriquement pas limitées en terme de nombre de fibres. Les études menées ces dernières années sur ce thème concernent généralement un petit nombre de fibres (typ.<10), et les techniques employées pour le contrôle de la phase sont d'une complexité croissante avec le nombre d'émetteurs mis en jeu.

En conséquence, nous nous sommes intéressés à des techniques de mise en phase comportant un aspect collectif de façon à les rendre compatibles avec un grand nombre de fibres. Ceci permettra, à terme, de combiner de façon cohérente autant de fibres qu'il est nécessaire pour atteindre la puissance requise par les différentes applications.

Dans ce but, nous avons débuté par une étude théorique afin d'évaluer la sensibilité de la recombinaison en fonction de divers paramètres tels que l'arrangement spatial des émetteurs, la phase et la puissance des faisceaux incriminés et la qualité de l'alignement de la collimation des fibres. Ceci a débouché sur un ensemble de tolérances admissibles pour une recombinaison optimale, en pratique, sur un système collectif. Les points critiques relevés se résument à une précision de mise en phase à $\lambda/10$, des lentilles de collimation dont la précision est du même ordre de grandeur, et un alignement de la collimation à une précision micrométrique.

Ainsi, au chapitre 3, nous avons réalisé un système collectif de collimation conforme aux exigences définies par la théorie. Nous avons d'abord choisi la matrice de microlentille

adaptée à notre besoin, puis nous avons fabriqué une plaque de support des fibres dédiée par lithographie rayons X dans une plaque de PMMA. Les 8x8 fibres à maintien de polarisation ont ensuite été insérées et alignées dans cette plaque, réalisant un toron de fibres dont le placement de chaque élément est parfaitement connu et contrôlé. Enfin, nous avons assemblé et contrôlé la collimation, en regard avec les tolérances requises. A ce jour, notre composant collectif de collimation est conforme aux valeurs des paramètres requis et nous disposons de 64 faisceaux gaussiens collimatés aptes à être recombinaisonnés.

La mise en phase de faisceaux peut se faire activement par une mesure et un contrôle de la phase individuelle de chaque faisceau via une boucle de contre-réaction. Dans le chapitre 4, nous avons étudié un système de mesure de pistons de phase complètement collectif et auto-référencé, dont l'idée générale est la mesure de la différence de phase de chaque fibre avec sa voisine. Ceci est réalisé sur la base d'un interféromètre à décalage quadri-latéral que nous avons modifié pour l'adapter à notre besoin. Nous avons testé, en théorie et en pratique, différentes configurations avant d'aboutir à un mode d'analyse optimisé pour notre cas d'étude : répartition optimale de l'énergie disponible pour la mesure, mesure collective sur les 64 faisceaux avec une seule caméra CCD, méthode de traitement des données simple et compatible avec une utilisation en temps réel.

Enfin, nous avons proposé et validé une technique de mise en phase originale, collective, et qui ne nécessite pas de boucle d'asservissement. Celle-ci, décrite dans le chapitre 5, est basée sur un principe de conjugaison de phase réalisée par holographie numérique. Après une étude théorique sur les différentes étapes de la technique, nous avons réalisé une validation expérimentale du concept sur 3 fibres passives. Les résultats se sont avérés très encourageants, confirmant ainsi le potentiel de la technique.

En résumé, au cours de cette thèse, nous avons fourni les briques de base à une recombinaison cohérente d'un grand nombre de faisceaux laser. Deux types de contrôle de la phase sont abordés : un contrôle actif classique et un contrôle inédit par holographie numérique. Cependant, certaines analogies peuvent être identifiées entre les deux méthodes de mise en phase :

1. Dans les deux techniques, on enregistre des franges d'interférences sur une caméra pour mettre la phase en évidence. Dans le cas de l'holographie, une onde plane de référence est utilisée alors que dans le cas de l'analyseur, chaque fibre sert de référence pour sa voisine. Dans tous les cas, l'évolution de la phase se traduit par un défilement de franges que l'on analysera. On notera au passage la grande similitude entre la figure enregistrée dans le cas de l'holographie numérique et dans le cas de l'analyseur dans la configuration 2x2 ondes ultime.
2. L'obtention de l'information de phase se fait toujours via le spectre de l'interférogramme. Cependant, nous avons vu trois façons différentes de l'obtenir :
 - Dans le cas de l'analyseur en configuration 2x2 onde simple, on l'obtient par transformée de Fourier numérique.

- Dans le cas de l'analyseur en configuration 2x2 ondes ultime, on l'obtient en multipliant la figure d'interférence avec une porteuse de même période.
 - Dans le cas de la méthode holographique, on l'obtient optiquement en lisant l'hologramme avec une onde plane.
3. La sélection de l'harmonique d'intérêt se fait de façon numérique dans le cas de l'analyseur et de façon optique par filtrage spatial dans le coeur de la fibre pour la méthode holographique.
 4. Enfin, pour la correction de la phase, on soustrait la phase mesurée sur chacune des fibres. Pour l'holographie, on le fait de façon optique en choisissant le faisceau conjugué au lieu du faisceau image. En contrôle actif de la phase, un modulateur de phase a cette mission.

Ainsi, on peut finalement voir l'analyseur IDQL, en particulier dans son mode "2x2 ondes ultime", comme une méthode d'holographie numérique auto-référencée, où chaque fibre sert de référence pour sa voisine. La lecture des informations de phase se fait par traitement numérique, comme cela se fait habituellement en holographie numérique.

La première perspective qu'on pourrait donner à ce travail est de mettre en place la boucle d'asservissement pour réaliser la combinaison cohérente collective des 64 faisceaux lasers dont nous disposons. Pour cela, il faut continuer à travailler sur l'analyse de phase, en particulier dans sa configuration 2x2 ondes ultime, qui nous semble très prometteuse. Pour cela, dans un premier temps, il faudrait tester la technique d'extraction des gradients de phase que nous avons décrite, sur les acquisitions obtenues expérimentalement sur notre montage. Dans un second temps, il faudrait écrire les algorithmes correspondants pour une intégration de l'analyseur dans une boucle de contre-réaction qui fonctionnerait à une cadence de l'ordre du kHz, compatible avec la correction du bruit de phase des amplificateurs fibrés. D'autre part, il faut travailler sur un modulateur de phase matriciel tout en gardant l'aspect fibré du composant, pratique et compact. A ce jour, la fabrication d'un modulateur de ce type a d'ailleurs été amorcée (voir annexe B). La mise en place du système complet constituera une validation expérimentale des méthodes collectives de mise en phase développées durant cette thèse.

Les travaux ont confirmé la possibilité de synthétiser une source constituée d'un grand nombre de pupilles, de forte puissance ou énergie. Pour des applications en espace libre, notamment sur les longues distances à travers l'atmosphère, il serait intéressant d'étudier de façon plus approfondie les fonctionnalités de mise en forme et de déflexion. En effet, dès lors que nous disposons d'un nombre conséquent d'émetteurs, les fonctionnalités permises deviennent très intéressantes : Le nombre de points résolus en déflexion augmente et la mise en forme de faisceau devient plus précise.

Enfin, à plus long terme, nous pourrions envisager de mettre en phase des fibres de beaucoup plus haute puissance ou énergie, aussi bien dans le cas du contrôle actif que

dans le cas de l'holographie numérique. Il est également envisageable d'adapter ces systèmes au régime impulsionnel. Dans le cas d'impulsions ultracourtes, cela complexifie le problème car le dispositif doit être achromatique. Cela signifie qu'il faut contrôler la phase de manière absolue et non plus à 2π près. Ceci serait possible avec notre analyseur, en ajoutant une deuxième longueur d'onde pour l'inscription de l'hologramme, de façon à obtenir une longueur d'onde de travail équivalente beaucoup plus grande. Ceci peut s'opérer soit en ajoutant volontairement la seconde longueur d'onde au moment du couplage dans les fibres amplificatrices, soit en utilisant la largeur spectrale naturelle d'une impulsion courte. On pourrait ainsi mesurer puis corriger la phase pour réaliser la recombinaison cohérente de d'impulsions courtes et ainsi atteindre des puissances compatibles à l'étude des phénomènes ultra-relativistes, objectif à long terme du projet de source ultra-intense réalisée par mise en phase cohérente.

Publications associées à ce travail

Articles

C. Bellanger, A. Brignon, J. Colineau, et J.-P. Huignard, *Coherent beam combining by digital holography*, Optics Letters, Vol. 33, pp. 2937-2939 (2008)

S. Demoustier, C. Bellanger, A. Brignon, et J.-P. Huignard, *Coherent beam combining of 1,5 μ m Er/Yb-doped fiber amplifiers*, Fiber and Integrated Optics, Vol.27, Issue 5, pp. 392-406 (2008)

M. Paurisse, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, C. Bellanger, A. Brignon et J.-P. Huignard, *Phase and amplitude control of a multimode LMA fiber beam by use of digital holography*, Optics Express, Vol. 17, Issue 15, pp. 13000-13008 (2009)

Conférences

C. Bellanger, M. Paurisse, A. Brignon, J. Colineau, J.-P. Huignard, M. Hanna, F. Druon et P. Georges, *Fiber laser beam shaping by digital holography*, CLEO US (à venir : 2010) - Papier invité

C. Bellanger, A. Brignon, J. Bourderionnet, J.-P. Huignard, T. Bouvet, F. Bouamrane et S. Megtert, *Techniques collectives pour la recombinaison cohérente d'un grand nombre de fibres laser*, Journées de la Recherche et de l'Industrie en Optique Adaptative (2009)

C. Bellanger, A. Brignon, J. Colineau et J.-P. Huignard, *Coherent fiber combining by digital holography*, CLEO Europe , paper [CJ3.3-WED] (2009)

M. Paurisse, M. Hanna, F. Druon, P. Georges, C. Bellanger, A. Brignon et J.-P. Huignard, *Diffraction limited operation from a multimode LMA fiber using digital holography*, CLEO Europe, paper [PDA.6-THU] (2009)

C. Bellanger, A. Brignon, J. Colineau et J.-P. Huignard, *Coherent fiber combining by digital holography*, Photonic West, paper [7195-58] (2009)

C. Bellanger, A. Brignon, J. Colineau et J.-P. Huignard, *Combinaison cohérente de fibres amplificatrices par contrôle actif de la phase et par holographie numérique*, Journées de la Recherche et de l'Industrie en Optique Adaptative (2008)

C. Bellanger, A. Brignon, J. Colineau et J.-P. Huignard, *Coherent beam combining by digital holography*, 3rd EPS-QEOD Europhoton Conference (2008) - Post deadline

C. Bellanger, A. Brignon, S. Demoustier, J. Colineau et J.-P. Huignard, *Coherent beam combining of fiber amplifiers*, 3rd EPS-QEOD Europhoton Conference (2008)

Brevets déposés pour le compte du groupe Thales

C. Bellanger, A. Brignon, J. Colineau et J.-P. Huignard, *Dispositif de mise en phase d'un grand nombre sources cohérentes*, Demande de brevet n° FR-0803461 (2008)

C. Bellanger, A. Brignon, J. Bourderionnet, D. Dolfi, B. Loiseaux et J.-P. Huignard, *Source laser comportant un dispositif de balayage angulaire*, Demande de brevet n° FR-0707678 (2007)

Bibliographie

- [1] B. Shiner, *Recent technical and marketing developments in high power fiber lasers*, In *Tech Focus - Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* (2009). 15
- [2] B. Flush, T. Alley and W.B.Roth, *Multi-port beam combination and cleanup in large multimode fiber using stimulated Raman scattering*, *Optics Express*, 14, pp. 11748–11755 (2006). 17
- [3] H. Bruesselbach, *Beam cleanup using stimulated Brillouin scattering in multimode fibers*, In *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* (1993). 17
- [4] B. Rodgers, T. Russell and W. Roth, *Laser beam combining and cleanup by stimulated Brillouin scattering in a multimode optical fiber*, *Opt. Lett.*, 24, pp. 1124–1126 (1999). 17
- [5] L.Lombard, A. Brignon, J. P.Huignard, E. Lallier and P. Georges, *Beam cleanup in a self-aligned gradient index fiber cavity for high power multimode fiber amplifiers*, *Opt. Lett.*, 31, pp. 158–160 (2006). 17
- [6] B. Steinhäusser, A. Brignon, E. Lallier, J. P.Huignard and P. Georges, *High energy, single-mode, narrow-linewidth fiber laser source using stimulated Brillouin scattering beam cleanup*, *Optics Express*, 15, pp. 6464–6469 (2007). 17
- [7] B. Chann, R. K. Huang, L. J. Missaggia, C. T. Harris, Z. L. Liau, A. K. Goyal, J. P. Donnelly, T. Y. Fan, A. Sanchez-Rubio and G. W. Turner, *Near-diffraction-limited diode laser arrays by wavelength beam combining*, *Opt. Lett.*, 30 (16) (Août 2005). 17
- [8] S. J. August, A. K. Goyal, R. L. Aggarwal, T. Y. Fan and A. Sanchez, *Wavelength beam combining of ytterbium fiber lasers*, *Opt. Lett.*, 28 (15) (Mars 2003). 17
- [9] T. Scheiber, C. Wirth, O. Schmidt, T. V. Andersen, I. Tsybin, S. Bhme, T. Peschel, F. Brckner, T. Clausnitzer, F. Rser, R. Eberhardt, J. Limpert and A. Tnnermann, *Incoherent beam combining of continuous wave and pulsed Yb-doped fiber amplifiers*, *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 15 (2), pp. 354–360 (2009). 17
- [10] D. A. Rockwell and C. R. Giuliano, *Coherent coupling of laser gain media using phase conjugation*, *Opt. Lett.*, 11 (3) (1986). 19
- [11] B. W. Grime, V. B. Roh and T. G. Alley, *Phasing of a two-channel continuous-wave master oscillator-power amplifier by use of a fiber phase-conjugate mirror*, *Opt. Lett.*, 30 (18) (2005). 19

- [12] S. Shakir, S. Hendow, W. Culver and B. Nelson, *Passive phasing of fiber amplifiers*, US Patent 7 130 113 B2 (2006). 19
- [13] J. Lhermite, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene and A. Barthelemy, *Passive phase locking of an array of four fiber amplifiers by an all-optical feedback loop*, Opt. Lett., 32 (13) (Juillet 2007). 19
- [14] T. Loftus, A. Thomas, M. Norsen, J. Minelly, P. Jones, E. Honea, S. Shakir, S. Hendow, W. Culver, B. Nelson and M. Fitelson, *Four-channel, high power, passively phase locked fiber array*, In *OSA-ASSP Conference* (2008). 19
- [15] D. Kouznetsov, J. F. Bisson, A. Shirakawa and K. Ueda, *Limits of coherent addition of lasers : Simple estimate*, Optical Review, 12 (6), pp. 445–447 (2005). 20
- [16] S. J. Augst, T. Y. Fan and A. Sanchez, *Coherent beam combining and phase noise measurements of ytterbium fiber amplifiers*, Opt. Lett., 29 (5) (Mars 2004). 22, 73
- [17] J. Marmo, H. Injeyan, H. Komine, S. McNaught, J. Machan and J. Sollee, *Joint High Power Solid State Laser program advancements at Northrop Grumman*, In *SPIE Photonic West Conference, Papier invité* (2009). 22
- [18] M. Wickham, J. Anderegg, S. Brosnan, E. Cheung, P. Epp, D. Hammons, H. Komine and M. Weber, *Coherently Coupled High Power Fiber Arrays*, In *LEOS Summer Topical Meetings* (2006). 22, 73
- [19] S. Demoustier, C. Bellanger, A. Brignon and J. P. Huignard, *Coherent Beam Combining of 1.5 μm Er Yb Doped Fiber Amplifiers*, Fiber and Integrated Optics, 27 (5) (2008). 23, 73
- [20] T. M. Shay, *Self-synchronous locking of optical coherence by single-detector electronic-frequency tagging*, US Patent 7 058 098 B1 (2006). 24
- [21] T. M. Shay, V. Benham, J. T. Baker, C. B. Ward, A. D. Sanchez, M. A. Culpepper, D. Pilkington, J. Spring, D. J. Nelson and C. A. Lu, *First experimental demonstration of selfsynchronous phase locking of an optical array*, Optics Express, 14 (25) (2006). 24, 73
- [22] B. Bennai, L. Lombard, V. Jolivet, C. Delezoide, E. Pourtal, P. Bourdon, G. Canat, O. Vasseur and Y. Jaouen, *Brightness scaling based on 1.55 μm fiber amplifiers coherent combining*, Fiber and Integrated Optics, 27 (5) (2008). 24, 73
- [23] P. A. Thielen, J. G. Ho, M. Hemmat, G. D. Goodno, R. R. Rice, J. Rothenberg, M. Wickham, D. J. Gallant, J. T. Baker, A. R. Lucero, A. D. Sanchez, T. M. Shay, C. A. Robin, C. L. Vergien and C. M. Zeringue, *400-W, High Efficiency Coherent Combination of Fiber Lasers*, In *OSA - AASP* (2009). 25
- [24] C. X. Yu, J. E. Klansky, S. E. Shaw, D. V. Murphy and C. Higgs, *Coherent beam combining of a large number of PM fibres in 2-D fibre array*, Electronics Letters, 42 (18) (2006). 25, 26, 73
- [25] G. Mourou, D. Hulin and A. Galvanauskas, *The road to high peak power and high average power lasers : coherent amplification network (CAN)*, Third International Conference on Superstrong fields in Plasmas, AIP Conference Proceeding, p. 827 (2006). 27

- [26] J. Bittebierre, *Laser cavités et propagation des faisceaux laser*, Cours de l'Ecole Centrale de Marseille (2005/2006). 31, 124
- [27] J. M. Jonathan, *Introduction à l'optique guidée et aux fibres optiques*, Cours de l'institut d'optique (2005/2006). 32
- [28] S. Demoustier, *Recombinaison cohérente de fibres laser*, Thèse de Doctorat, Université Paris XI Orsay (2006). 34, 35
- [29] T. Y. Fan, *Laser beam combining for high-power, high radiance sources*, IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, 11 (3) (Mai-Juin 2005). 52, 136
- [30] G. Druart, N. Guérineau, R. Haïdar, S. Thétas, J. Taboury, S. Rommeluère, J. Primot and M. Fendler, *Demonstration of an infrared microcamera inspired by Xenos peckii vision*, Applied Optics, 48 (18), pp. 3368–3374 (2009). 55
- [31] J. Primot, *Three-wave lateral shearing interferometer*, Applied Optics, 32 (31), pp. 6242–6249 (1993). 57, 75
- [32] D. Misell, *A method for the solution of the phase problem in electron microscopy*, Journal of Physics D : Applied Physics, 3 (1973). 74
- [33] M. Hartung, A. Blanc, T. Fusco, F. Lacombe, L. Mugnier, G. Rousset and R. Lenzen, *Calibration of NAOS and CONICA static aberrations : experimental results*, Astronomy and Astrophysics, 399, pp. 385–394 (2003). 74
- [34] F. Baron, I. Mocoœur, F. Cassaing and L. Mugnier, *Unambiguous phase retrieval as a cophasing sensor for phased array telescopes*, JOSA A, 25 (5), pp. 1000–1015 (2008). 74
- [35] L. Mugnier, A. Blanc and J. Idier, *Advances in imaging and electron physics*, Chap. Phase diversity : A technique for wavefront sensing and for diffraction limited imaging, pp. 1–76. Elsevier (2006). 74
- [36] A. Blanc, *Identification de la réponse impulsionnelle et restauration d'images : apports de la diversité de phase*, Thèse de Doctorat, Université Paris XI Orsay (2002). 75
- [37] S. Velghe, *De nouvelles dimensions de l'interférométrie à décalage quadri-latéral : l'infrarouge et les surfaces morcelées*, Thèse de Doctorat, Université Paris XI Orsay (2006). 75, 77
- [38] B. Toulon, *La mesure d'amplitudes complexes par interférométrie à décalage multi-latéral*, Thèse de Doctorat, Université Paris XI Orsay (2009). 75, 76, 83
- [39] J. Primot and N. Guérineau, *Extended Hartmann test based on the pseudoguiding property of a Hartmann mask completed by a phase chessboard*, Applied Optics, 39 (31) (2000). 76
- [40] D. L. Fried, *Least square fitting a wave-front distortion estimate to an array of phase difference measurement*, J. Opt. Soc. Am, 67 (3), pp. 370–375 (1977). 79
- [41] R. H. Hudgin, *Wave-front reconstruction for compensated imaging*, J. Opt. Soc. Am, 67 (3), pp. 375–378 (1977). 79

- [42] F. Roddier and C. Roddier, *Wavefront reconstruction using iterative Fourier transforms*, Opt. Lett., 30 (11), pp. 1325–1327 (1991). 79, 90, 91
- [43] C. Mackay, J. Baldwin, N. Lawa and P. Warner, *High resolution imaging in the visible from the ground without adaptive optics : new techniques and results*, Proceedings SPIE, 5492, pp. 128–135 (2004). 100
- [44] D. Gabor, *A new microscopic principle*, Nature Journal, 161, pp. 777–778 (1948). 109
- [45] J. W. Goodman and R. W. Lawrence, *Digital image formation from electrically detected holograms*, Appl. Phys. Lett., 11 (1967). 110
- [46] O. Coquoz, C. Depeursinge, R. Conde and F. Taleblou, *Numerical reconstruction of images from endoscopic holograms*, 14e Annual International Conference of the IEEE - EMBS, pp. 338–339 (1992). 110
- [47] U. Schnars and W. Jüptner, *Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction*, Applied Optics, 33 (2), pp. 179–181 (1994). 110
- [48] U. Schnars, *Direct phase determination in hologram interferometry with use of digitally recorded holograms*, JOSA A, 11 (7), pp. 2011–2015 (1994). 110
- [49] I. Yamaguchi and T. Zhang, *Phase-shifting digital holography*, Opt. Lett., 22 (16), pp. 1268–1270 (1997). 110
- [50] F. Zhang, I. Yamaguchi and L. P. Yaroslavsky, *Algorithm for reconstruction of digital holograms with adjustable magnification*, Opt. Lett., 29 (14), pp. 1668–1670 (2004). 110
- [51] M. Gross and M. Atlan, *Digital holography with ultimate sensitivity*, Opt. Lett., 32 (8), pp. 909–911 (2007). 110
- [52] T. Baumbach, W. Osten, C. V. Kopylow and W. Jüptner, *Remote metrology by comparative digital holography*, Applied Optics, 45 (5), pp. 925–934 (2006). 111
- [53] E. Cuhe, P. Marquet and C. Depeursinge, *Spatial filtering for zero-order and twin-image elimination in digital off-axis holography*, Applied Optics, 39 (23), pp. 4070–4075 (2000). 111
- [54] R. B. T. de Vauxclairs, *Synthèse d'ouverture active par holographie numérique*, Thèse de Doctorat, Université Paris XI Orsay (2003). 114
- [55] Z. Mitreska, *Diffraction of elliptical Gaussian light beams on rectangular profile grating of transmittance*, Pure Appl. Opt., 3, pp. 995–1004 (1994). 126, 153
- [56] S. Osten, S. Krüger and A. Hermerschmidt, *New HDTV (1920x1080) phase-only SLM*, Proceedings of SPIE, 6487 (2007). 154
- [57] Y. M. Desta, *Fabrication of a high aspect ratio vibrating cylinder microgyroscope structures by use of the LIGA process*, PhD dissertation, Graduate Faculty of the Louisiana State University and Agricultural and Mechanical College (2005). 159

Note : Le numéro de la page où apparaît la référence est indiqué à la fin de chaque ligne.

Annexes

Annexe A

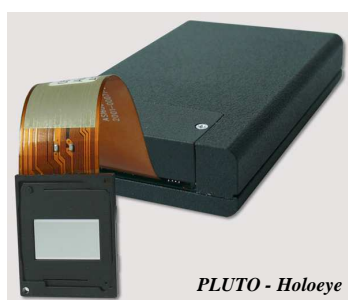
Présentation et caractérisation d'un SLM en phase pure

A.1 Présentation

Les résultats obtenus expérimentalement en terme d'efficacité sont fort modestes, en grande partie à cause du SLM utilisé dans ce montage. Pour pallier ce problème, nous avons fait l'acquisition d'un SLM en phase pure à cristaux liquides sur silicium (LCoS), en réflexion, et commercialisé par Holoeye (modèle Pluto). Notre version fonctionne à la longueur d'onde de $1,5\mu\text{m}$, sur une polarisation.

Son principe de fonctionnement est illustré par la figure A.1 page suivante : Chaque pixel est composé d'une cellule de cristaux liquides enserrés entre une électrode transparente, et un pixel CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) traité pour réfléchir la lumière incidente. Au repos, les molécules du cristal liquide sont alignées parallèlement à la surface du CMOS. Lorsqu'une tension électrique, pilotée par le CMOS, est appliquée aux bornes du cristal liquide, ses molécules s'inclinent en modifiant l'indice optique vu par la lumière sur ce pixel. La modulation de phase, réalisée de cette manière, ne modifie ni l'amplitude, ni la polarisation de la lumière incidente si celle-ci est correctement alignée sur l'axe des molécules.

Voici les principales caractéristiques du modèle Pluto à notre disposition :



Paramètre	Valeur
Pas	$8\mu\text{m}$
Définition	1920 x 1080
Taux de remplissage	87%
Dimensions	15.36 x 8.64 mm
Cadence	60 Hz
Adressage	8 bits

Comme notre précédent SLM, Pluto s'utilise comme un écran externe branché sur l'ordinateur du laboratoire en complément du moniteur principal, grâce au mode "clone"

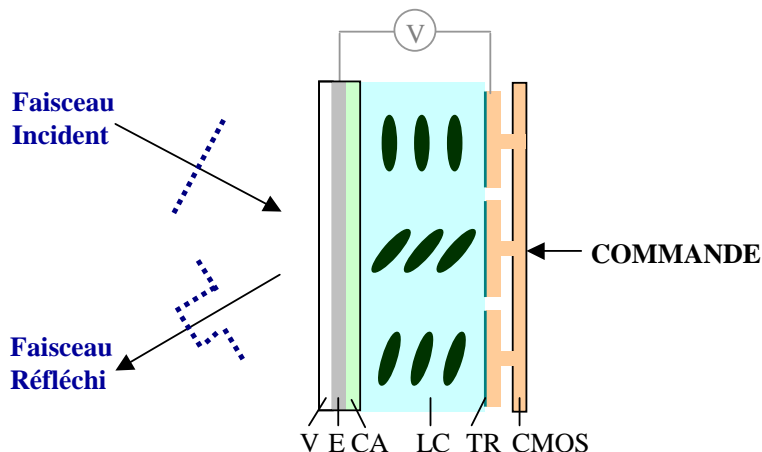


FIGURE A.1: Principe de fonctionnement d'un SLM LCoS en phase pure. V : verre ; E : électrode ; CA : couche d'alignement ; LC : cristal liquide ; TR : traitement réfléchissant.

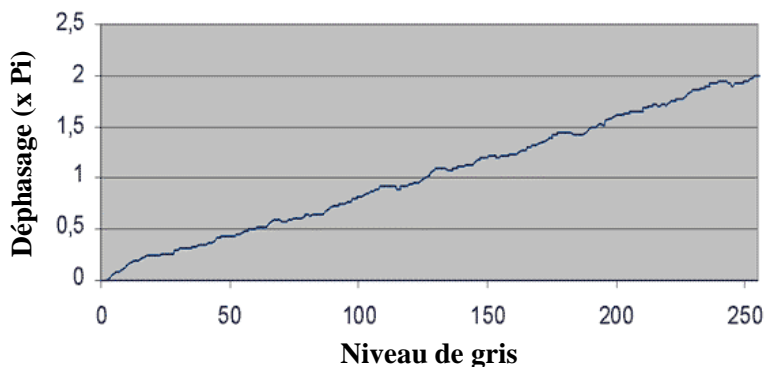


FIGURE A.2: Réponse de Pluto en fonction des niveaux de gris appliqués, à $1,5\mu\text{m}$, Courbe fournie par Holoeye.

de la carte graphique. Pour le piloter, il suffit alors de générer informatiquement des images en niveaux de gris, en sachant qu'à chaque niveau de gris affiché est associé une valeur de déphasage, comme indiqué sur la courbe A.2 fournie par le constructeur. On obtient ainsi des images en niveaux de phase.

A.2 Caractérisation

A.2.a. Mesure de la réflectivité

Dans un premier temps, nous avons mesuré la réflectivité du SLM en incidence quasi-normale, sans modulation de phase. Pour cela, nous le pilotons avec une image entièrement noire, et nous mesurons l'intensité d'un faisceau à $1,5\mu\text{m}$ qui se réfléchit sur sa surface. La mesure donne une réflectivité de 70%. Aucune dépolarisation notable n'a été remarquée.

A.2.b. Mesures de l'efficacité de diffraction

Après configuration de son électronique pour un fonctionnement à $1,5\mu\text{m}$, nous avons testé l'efficacité de diffraction de Pluto sur des réseaux binaires de périodes, d'orientation, et de profondeurs de modulation différents.

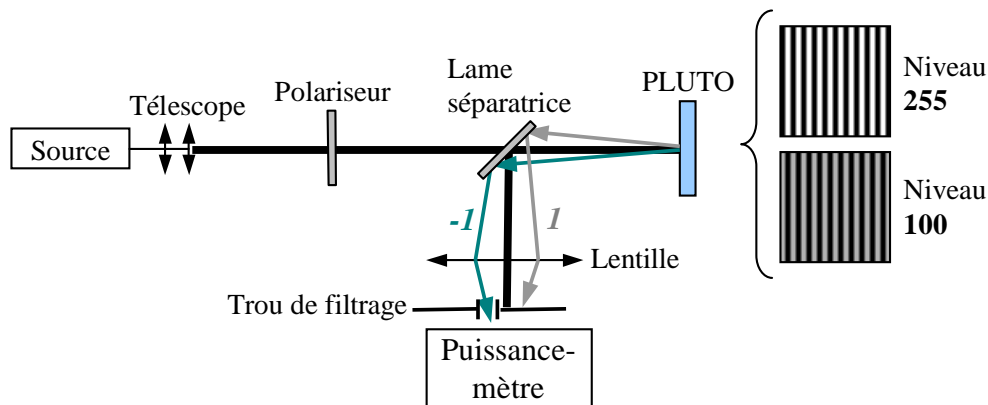


FIGURE A.3: Montage réalisé pour les mesures d'efficacité de diffraction sur les ordres 0, 1 et -1 en fonction des niveaux de gris du créneau

Pour ce faire, nous avons réalisé le montage décrit par la figure A.3. La polarisation du faisceau incident a été orientée selon la direction la plus longue de la matrice SLM de façon à fonctionner en phase pure. Avec l'ordinateur, on affiche des réseaux binaires de différents pas dont on fait varier un des niveaux de gris progressivement de 0 à 255, l'autre restant noir (niveau = 0). Ce faisant, on applique au SLM des créneaux de phase rectangulaires, dont la profondeur de modulation va progressivement de 0 à 2π . Dans chaque configuration, on mesure la puissance des ordres 0, 1 et -1, que l'on isole à tour de rôle à l'aide d'un trou de filtrage.

Les résultats obtenus sont exposés sur la figure A.4 page suivante.

On remarque sur ces courbes que le maximum de diffraction sur les ordres 1 et -1 sont obtenus pour un niveau de gris égal à 140, qui correspond à un déphasage de π , d'après la courbe caractéristique précédente. Cette valeur est parfaitement en accord avec la théorie de la diffraction sur un réseau rectangulaire en phase. L'efficacité maximale de diffraction obtenue dans chaque cas présenté ici est reportée dans le tableau suivant, et est à comparer aux 40,5% prévus par la théorie [55] sur l'ordre 1 et -1 :

Type de créneau affiché	Efficacité ordre 1	Efficacité ordre -1
Période 8 pixels - Horizontal	31%	29%
Période 8 pixels - Vertical	29%	25%
Période 20 pixels - Horizontal	31%	31%
Période 20 pixels - Vertical	31%	31%

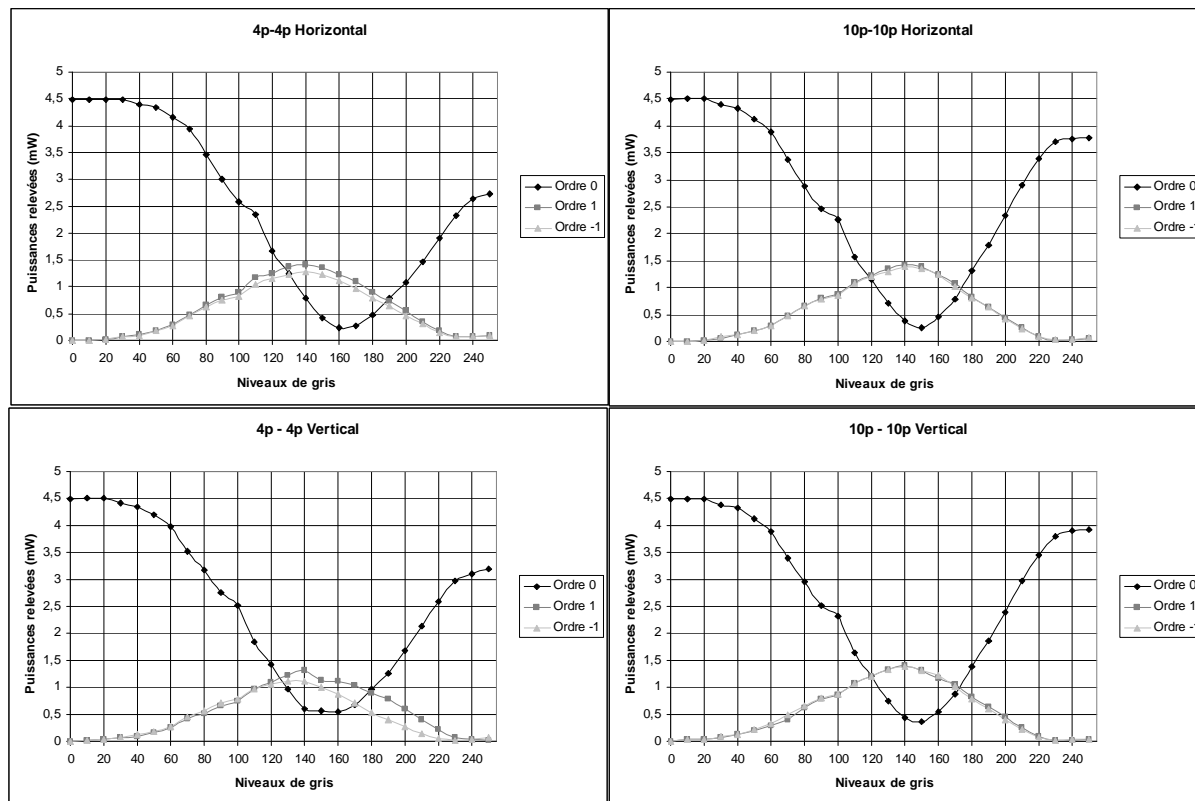


FIGURE A.4: Puissances relevées sur les 3 ordres de diffractions principaux en fonction du niveau de gris appliqué sur le SLM, dans les configurations où le créneau est affiché horizontalement ou verticalement (Haut - Bas), et où la période fait respectivement 8 et 20 pixels (Gauche - Droite)

L'étude de ces valeurs montre que l'efficacité de diffraction sur l'ordre 1 est légèrement supérieure à celle de l'ordre -1 pour les réseaux de petite période, en particulier pour le réseau vertical. Une étude [56] menée par Holoeye sur ce SLM donne une explication à ce phénomène : le réseau effectivement adressé dans cette direction par Pluto n'est pas un réseau parfaitement rectangulaire, mais un réseau asymétrique tel que présenté sur la figure A.5. Celui-ci se comporte alors comme un réseau légèrement blazé qui diffracte au profit de l'ordre 1.

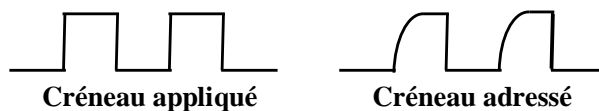


FIGURE A.5: Différence entre le créneau appliqué et le créneau effectivement adressé

Ce phénomène devient totalement négligeable pour des créneaux de période plus grande. L'efficacité de diffraction mesurée sur les deux ordres dans ce cas est de 31%.

Nous avons vu précédemment que des créneaux de grande période sont à privilégier dans le cadre de notre technique, ceci afin d'atteindre une précision suffisante sur la mise

en phase. Ce problème à petites périodes ne devrait donc pas nous gêner.

La même expérimentation a été menée en éclairant le SLM avec une incidence inclinée ($\approx 10^\circ$). Les résultats obtenus sont strictement similaires.

Par conséquent, ce SLM semble être un bon candidat pour la mise en phase par holographie numérique.

Annexe B

Modulateur matriciel de phase

Cette partie traite de la fabrication du modulateur de phase matriciel qui été amorcée pendant ces travaux de thèse.

B.1 Principe du modulateur

Le modulateur matriciel de phase développé dans la cadre du projet CAN est basé sur l'effet Kerr.

Découvert en 1875 par le physicien écossais John Kerr, l'effet Kerr est un phénomène électro-optique de "biréfringence artificielle". Appliqué aux milieux diélectriques transparents, un champ électrique provoque une biréfringence : l'onde voit un indice de réfraction différent selon que sa polarisation est orthogonale ou parallèle au champ électrique. La biréfringence induite vaut :

$$\Delta n = \lambda K E^2 \quad (\text{B.1})$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière, K est la constante de Kerr et E l'amplitude du champ électrique appliqué. Le comportement de ce matériau est alors équivalent à celui d'une lame biréfringente électro-optique.

Pour réaliser les modulateurs de phase qui seront utilisés dans le cadre du projet CAN, nous avons choisi d'utiliser des céramiques électro-optiques en PLZT ou PMN-PT. Ces matériaux ont été choisis en fonction de leur constante de Kerr, et de leur temps de réponse. Dans la suite, nous montrerons des photos de réalisations avec du PMN-PT.

B.2 Conception des modulateurs matriciels

Dans ce projet, nous souhaitons réaliser des modulateurs matriciels afin de mettre en place un contrôle collectif de la phase de 64 fibres optiques. Pour cela, nous décidons de réaliser les 64 modulateurs en matrices de 4 éléments. La figure B.1 montre le plan d'un groupe de 4 modulateurs. Ce dessin comporte des pistes électriques sous la forme de deux

peignes interdigités qui permettent d'apporter la tension nécessaire au bon fonctionnement des modulateurs individuels. Chaque composant se dessine sur la zone où les dents des deux peignes se rejoignent.

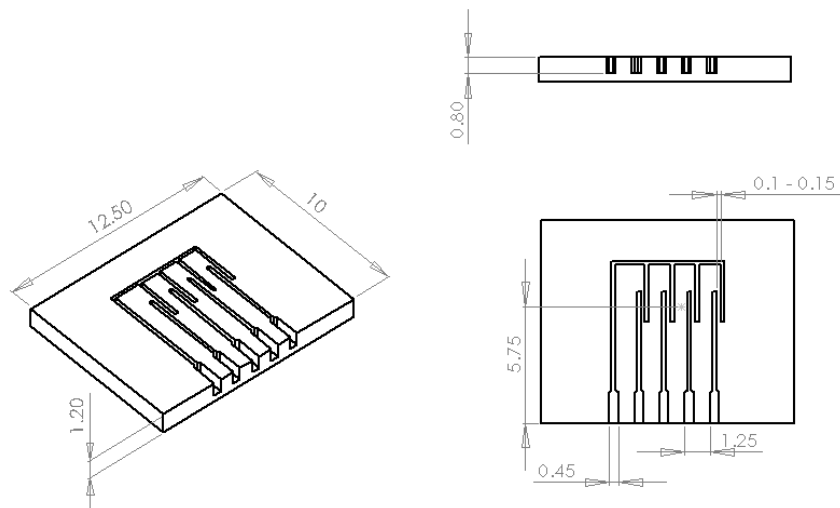


FIGURE B.1: Plan d'un groupe de 4 modulateurs, en mm.

Le plan complet d'une matrice de 4 modulateurs est montré sur la figure B.2. Le composant céramique est inséré entre deux supports qui maintiennent chacun 4 fibres à maintien de polarisation, dont l'orientation est contrôlée. Chacune de ces fibres est munie d'une petite lentille à son extrémité, de façon à coupler le faisceau à l'intérieur du composant modulateur individuel, puis à le re-coupler dans la fibre après déphasage. On ajoute, en plus, une plaque de report pour les pistes électriques pour un branchement pratique.

Nous allons maintenant exposer les principales étapes de fabrication de ces modulateurs.

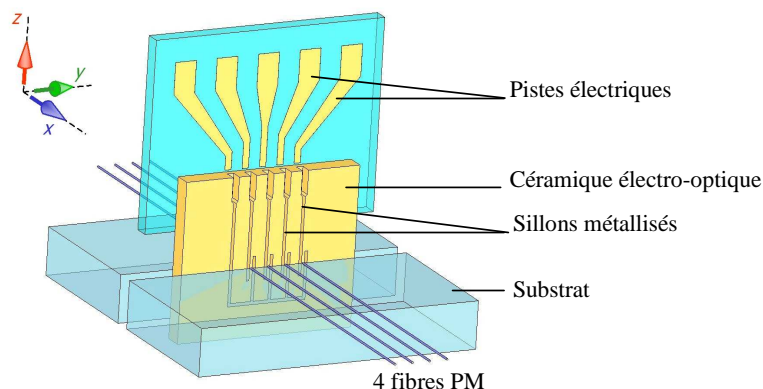


FIGURE B.2: Dessin de la matrice de 4 modulateurs en PMN-PT avec les fibres à maintien de polarisation (PM) d'entrée et de sortie. Les axes lents des fibres PM doivent être orientés selon l'axe Y de la figure (c'est-à-dire perpendiculairement aux lignes d'électrodes).

B.3 Technique de fabrication

Fabrication d'un outil de perçage

Dans un premier temps, on fabrique un outil qui servira à percer un wafer de PMN-PT suivant les motifs des pistes du modulateur. Cet outil, qui doit avoir une précision micrométrique, a été fabriqué par technique LIGA par l'équipe mixte CNRS/Thales. La figure B.3 expose le procédé de fabrication.

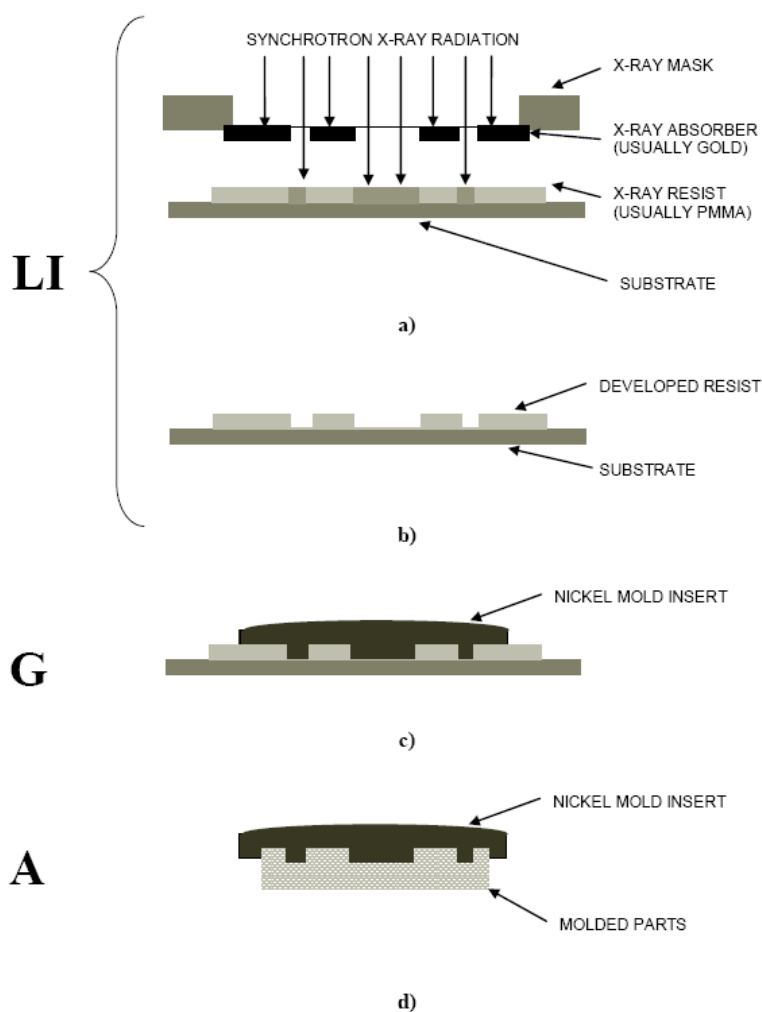


FIGURE B.3: Principe de la technique LIGA, d'après la référence [57]. a) Lithographie aux rayons X sur un substrat en PMMA suivant un masque ; b) Développement ; c) Croissance du nickel ; d) La pièce en nickel ainsi fabriquée peut servir de moule lors de la fabrication de pièces en plastique (non utilisé ici)

Le masque utilisé pour réaliser les modulateurs est décrit par la figure B.4(a). Celui-ci contient 6 répliques du dessin du modulateur, de façon à fabriquer les composants 6 par 6. L'outil finalement réalisé est décrit par la photo de la figure B.4(b)

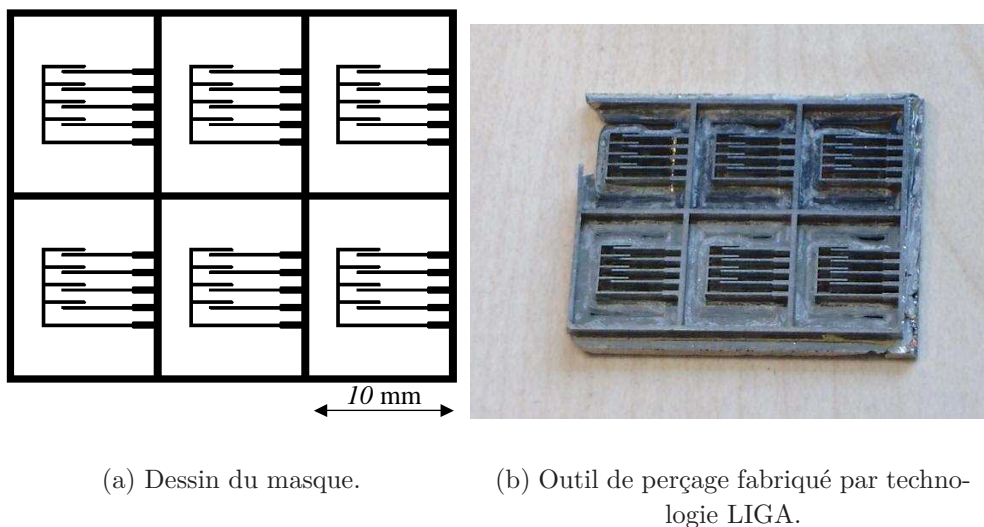


FIGURE B.4: Fabrication de l'outil de perçage en nickel

Perçage de la céramique

L'étape suivante est le perçage d'un wafer de PMN-PT avec l'outil que nous venons de réaliser. Cette opération se déroule par ultrasons. La figure B.5 montre une photo de la céramique après perçage.

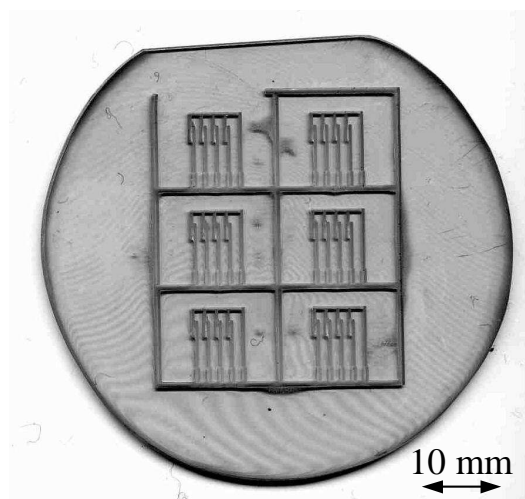


FIGURE B.5: Photo de la céramique après perçage par ultrasons.

Métallisation

Ensuite, on réalise un dépôt d'or sur l'ensemble du wafer de PMN-PT percé, et on réalise un polissage de la surface de façon à ne conserver une couche d'or que dans les

sillons percés. On réalise ainsi les pistes électriques. La photo de la figure B.6 montre le résultat obtenu.

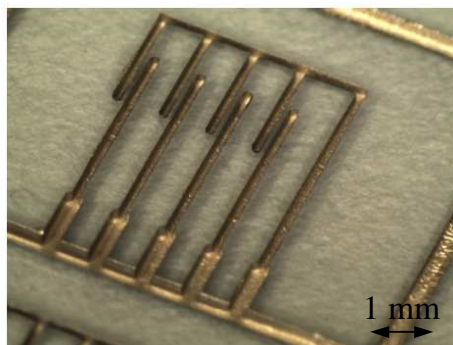
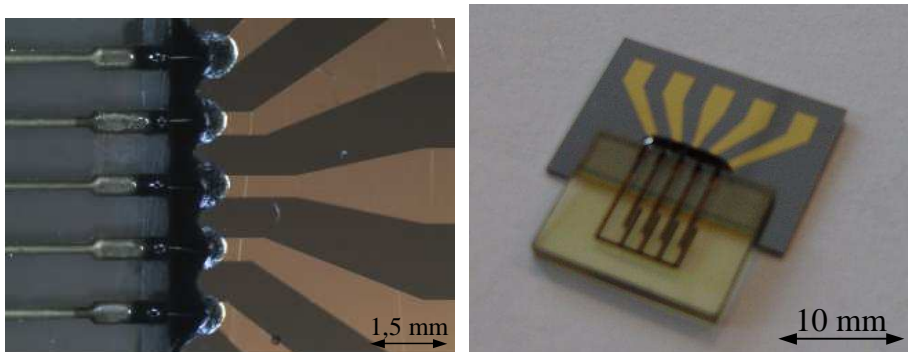


FIGURE B.6: Photo de la céramique après métallisation des sillons.

Ajout du report des pistes électriques

On fabrique, à part, la plaque de report des pistes électriques, puis on vient la coller sur le composant modulateur. Le report des contacts électriques est réalisé par bonding (voir photos figure B.7).



(a) Ajout des pistes électriques. Report des contacts par bonding. (b) Ensemble {4 modulateurs + pistes } prêt à fibrer.

FIGURE B.7: Ensemble réalisé

L'étape suivante est l'ajout des fibres optiques de part et d'autre du composant, puis sa mise en boîtier. Cette étape a été sous-traitée à IDIL.

TECHNIQUES COLLECTIVES POUR LA RECOMBINAISON COHERENTE D'UN GRAND NOMBRE DE FIBRES LASER

Les propriétés intrinsèques de la fibre optique utilisée comme milieu à gain en font un candidat idéal pour le développement de sources laser de haute puissance, aujourd'hui capable de rivaliser avec les lasers à état solide, tout en apportant ses avantages propres : robustesse, efficacité, qualité de faisceau potentielle, gestion de la thermique, compacité et tenue à l'environnement. Les domaines d'application sont nombreux : industrie (usinage, marquage), défense (télémétrie, imagerie), environnement (lidar), communications en espace libre, recherche fondamentale...

Cependant, certaines applications nécessitent des puissances ou énergie encore supérieures à ce que peut délivrer une seule fibre associée à une bonne qualité de faisceau. Pour contourner cette difficulté, l'approche abordée ici est de répartir l'amplification sur plusieurs fibres lasers, puis de recombinaison les faisceaux en espace libre. Ce travail est préparatoire à une nouvelle génération de lasers hyper-intenses et a été réalisé dans le cadre du projet ANR CAN, collaboration entre LOA, IOGS, Thales R&T et Onera.

Suivant le dimensionnement défini par l'étude théorique de la combinaison cohérente de faisceaux laser, un toron de 64 fibres collimatées chacune par une petite lentille est conçu puis réalisé technologiquement. Par extension de l'idée de l'interféromètre à décalage quadri-latéral, une méthode de mesure collective et auto-référencée de la phase des fibres est mise au point. Enfin, une technique originale et auto-adaptative de mise en phase par holographie numérique est présentée et validée expérimentalement.

COLLECTIVE TECHNIQUES FOR COHERENT COMBINING OF FIBRE LASERS

Thanks to their properties, fibre lasers can now compete with solid state lasers to develop high power laser sources. They also bring inherent advantages in terms of robustness, efficiency, beam quality, thermal management and compacity. The applications of such sources include industry (machining, marking), defence (telemetry, lidar), environment (lidar), free space communications, fundamental research.

Nevertheless, some of these applications still need higher power or energy than that a single fiber can provide with a high beam quality. To overcome this limitation, an idea is to use several fibre lasers and to combine coherently the resulting beams in far field. This work is a first step to a new category of very high energy lasers, and was realized in the scope of a French National Research Agency (ANR) project called Coherent Amplifying Network (CAN). This project is a collaboration between LOA, IOGS, Thales R&T and Onera.

A theoretical study about coherent beam combining leads to the practical requirements for an efficient combination. Then a bundle of 64 collimated fibres is designed and experimentally realized. By extending the idea of lateral shearing interferometers, a new method for phase measurement from fibres is demonstrated. This leads to a collective and self-referenced phase sensor that completely match beam combining requirements. To end, an original self-adaptive technique of phase correction by digital holography is described and experimentally demonstrated.